Lorenser

Bogenspektren der Erdalkalien

Diss. Tüb. 1913

Beiträge zur Kenntnis der Bogenspektren der Erdalkalien.

Messung roter Bogenlinien. Gesetzmässigkeiten.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

hohen naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

ACAD. LUGD. BAT. BIBL.

vorgelegt von

Eduard Lorenser
aus Weingarten in Wttbg.

Tübingen
Druck von H. Laupp jr
1913.

Von der Fakultät angenommen am 5. März 1913.

Als die Photographie in die Spektroskopie eingeführt wurde, konnte man nur den violetten und ultravioletten Spektralbereich untersuchen. Erst als Vogel dann lehrte, die photographischen Platten farbenempfindlich zu machen, begann man auch den übrigen sichtbaren Spektralbereich genauer zu untersuchen. Aber auch jetzt noch wurde dem roten Teil der Spektren wenig Aufmerksamkeit geschenkt. Die wenigen, teils ganz ungenauen Messungen, die wir haben, sind vielfach okular gemacht worden, oder sie enthalten nur die stärksten Linien, denn es war immer noch schwierig, Platten herzustellen, die auch über den Anfang des roten Teils hinaus genügend empfindlich waren. Erst in neuerer Zeit sind dann Rezepte angegeben worden, nach denen man sich genügend empfindliche Platten machen konnte, die auch für den Anfang des Ultrarot noch empfindlich sind. Für die Erdalkalien liegen neben den ungenauen Messungen Thalèns solche von H. Lehmann vor, der auch das Ultrarot noch photographieren konnte. Erst seit den letzten Jahren beginnt man dem roten und ultraroten Teil des Spektrums erhöhte Aufmerksamkeit zu schenken.

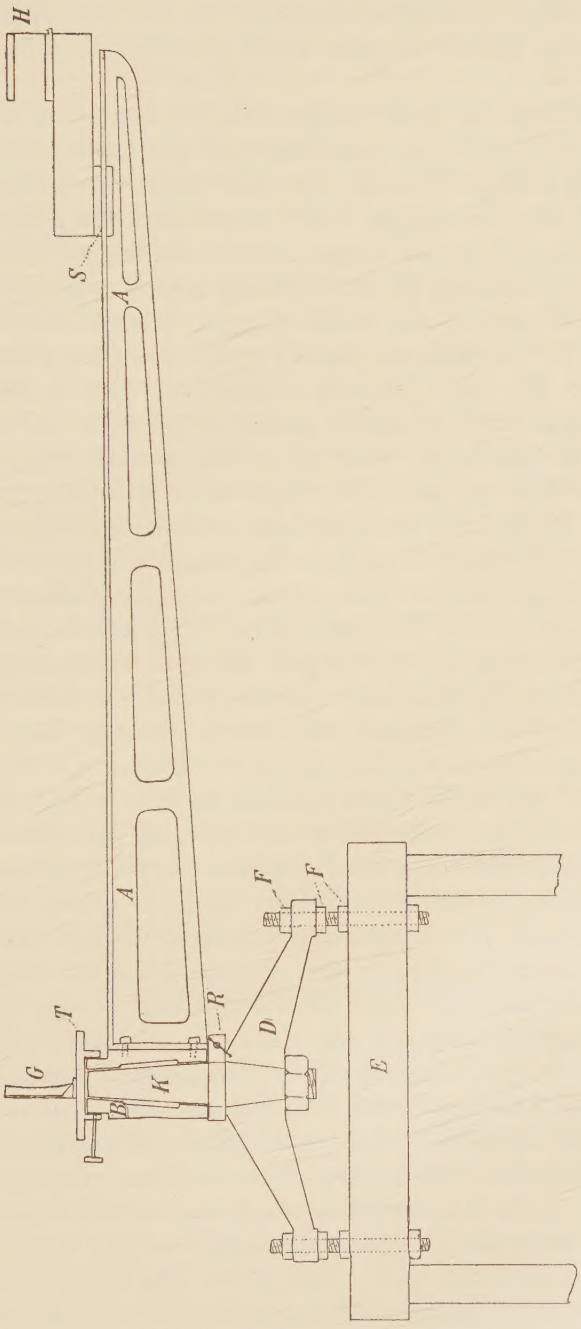
Die Diskussion der Serienspektren von Zn, Cd, Hg war erst möglich, nachdem der rote und ultrarote Teil dieser Spektren einer genauen Untersuchung unterzogen waren. Ein im großen ganzen analoges Serienbild ließ sich auch bei den Erdalkalien vermuten. Die ganz unvollständige Kenntnis des allgemeinen Serienbildes lag auch hier wohl nur an der bisher mangelhaften Kenntnis des langwelligen Spektralbereiches. Es war deshalb nötig, den roten und ultraroten Teil dieser Spektren so vollständig wie möglich zu untersuchen.

In vorliegender Arbeit ist daher der Versuch gemacht worden, mit Hilfe der Photographie den roten und ultraroten Teil der Bogenspektren der Erdalkalien zu untersuchen, und durch Anwendung größerer Dispersion diejenige Genauigkeit der Wellenlängenmessung zu erlangen, die auch für die kürzeren Wellen erreicht ist.

Spektralapparat.

Der benutzte Spektralapparat war ein Rowland sches Konkavgitter von mittlerer Größe. Der Krümmungsradius betrug 3031 mm,

die gefurchte Fläche war 4 × 8½ cm² bei 15 000 Linien pro inch = 590½ auf 1 mm. Zu Anfang meiner Versuche stand mir auch ein großes Rowland-Gitter von 6 m Krümmungsradius zur Verfügung. Die Aufstellung war, der Helligkeit wegen, nach Runge-Paschen, d. h. mit parallel einfallendem Lichte. Lichtquelle und Gitter standen in zwei benachbarten Zimmern. In der Zwischenwand war in einem Durchbruch der Spalt angebracht. Dem Spalt gegenüber stand im Abstand seiner Brennweite der als Kollimator dienende Hohlspiegel von Brashear von 6½ m Krümmungsradius. Dicht neben dem Spalt war das Gitter auf einem drehbaren Stativ aufgestellt. Die aus Holz gebaute Kamera stand auf einer mit einer Sandsteinplatte versehenen schweren Steinzeugröhre. Die Mitten von Spalt, Spiegel, Gitter und Kamera waren in einer horizontalen Ebene. Die Gitternormale fiel immer in die Mitte der Kamera, so daß das Spektrum punktförmig abgebildet und möglichst in der ganzen Kamera scharf einzustellen war. Das Spektrum war auf einem Gebiet von ungefähr 2500 AE gleichzeitig genügend scharf definiert. Außerhalb dieses Bereichs wurden die Linien sehr schnell unscharf nach dem Ende der Kamera hin. Gegen das Ende der vorliegenden Arbeit wurde eine Aenderung in der Aufstellung des Gitters getroffen, die es ermöglicht, die Kamera in wenigen Minuten für jede gewünschte Stelle des Spektrums scharf einzustellen. Während bei der früheren Anordnung Spalt, Spiegel, Gitter und Kamera fest standen, ist jetzt nur noch Spalt und Spiegel fest, das Gitter und die Kamera sind gleichzeitig drehbar. Auf einem schweren Dreifuß D ist ein starker Eisenkonus K befestigt, dessen Achse mit Hilfe der Fußschrauben F genau vertikal gestellt werden kann. Der Dreifuß D ist auf eine schwere Steinplatte E aufgeschraubt, in welcher Weise dies geschehen ist, zeigt die Figur. Auf den Konus K ist eine Rotgußbüchse B aufgeschliffen. Diese trägt auf ihrer oberen Fläche den mit einer Gradeinteilung versehenen Tisch T. An der Büchse ist ferner der 1,5 m lange Magnaliumarm A befestigt, an dessen äußerem Ende die Kamera mit Hilfe einer Schlittenführung S verschoben werden kann. Die Stellung der Kamera kann an einem auf dem Arm angebrachten Millimetermaßstab abgelesen werden. Die Kamera selbst ist aus leichtem Holz gebaut. Die photographischen Platten, 4—5 an der Zahl, im Format 4,5 auf 6 cm, werden durch ein Gummiband gehalten. Zur Justierung des Gitters kann der Tisch T unabhängig von der Kamera gedreht werden. Auf dem Tisch T ist in einem Halter das Gitter G so angebracht, daß die Achse des Konus annähernd durch die Mitte des Gitters geht. Das Gitter (und die Kamera) steht nun so tief, daß das vom



(Fig. 1.)

Spalt kommende Licht über das Gitter auf den Hohlspiegel fällt. Die Justierung des ganzen Apparats wurde nun folgendermaßen vorgenommen.

Zuerst wurde die Mitte von Spalt und Kollimator auf dieselbe Höhe gebracht. Dann wurde der Gitterträger auf eine solche Höhe eingestellt, daß bei aufgesetztem Gitter das vom Spalt kommende Licht gerade noch den ganzen Kollimatorspiegel füllte. Dann wurde die Achse des Konus K, um den sich Gitter und Kamera dreht, mit Hilfe der Fußschrauben F und einer empfindlichen Libelle möglichst genau vertikal gestellt. Jetzt wurde der Gitterhalter auf seinem Tischchen aufgeschraubt, das Gitter eingesetzt, und die Mitte der Kamera auf dieselbe Höhe gebracht wie die Gittermitte. Das wurde dadurch erreicht, daß man an dem Schlitten eine passend gewählte Holzleiste anbrachte, auf die die Kamera gesetzt wurde. Diese Holzleiste wurde nun so lang gemacht, daß die Kamera etwa 30 cm hinter den Schlitten zu liegen kam. Diese Anordnung hat den Zweck, daß bei okularen Beobachtungen in der ersten Ordnung, der Magnaliumarm nicht hinter der Kamera hervorsteht und so die Beobachtung stört. Der Magnaliumarm kann natürlich bei dieser Anordnung 30 cm kürzer gemacht werden. Das Gitter wurde nun so gestellt, daß die Gitternormale in die Mitte der Kamera fiel. Der Spalt wurde etwas außerhalb des Brennpunkts des Kollimators gestellt, so daß das Licht, das auf das Gitter fällt, etwas konvergent ist. (Die Konvergenz beträgt ungefähr 1^0.) Die genaue Vertikalstellung des Spaltes geschah mit Hilfe eines feinen Senkels. Das Senkel wurde von einer seitwärts aufgestellten Bogenlampe beleuchtet, so daß der beleuchtete Faden auf der einen, sein Schlagschatten symmetrisch dazu auf der andern Seite des Spaltes war. Mit Hilfe einer guten Lupe kann man so den Spalt sehr genau vertikal stellen. Nun wurde durch Vorwärtsneigen des Spiegels das Licht auf das Gitter gelenkt. Um nun das Spektrum in dieselbe Höhe zu bringen, wie die Kamera, muß das Gitter nach rückwärts geneigt werden. Durch diese doppelte Neigung von Spiegel und Gitter wird auch der durch den schiefen Einfall des Lichts hervorgerufene Astigmatismus kompensiert. Nur ein Umstand bleibt auch jetzt noch bestehen. Das Spektrum ist nicht eben, sondern an den Enden nach unten gekrümmt, das direkte Spaltbild steht am höchsten. Man hat also Sorge zu tragen, daß das Spektrum immer ganz in die Kamera fällt, was durch weiteres Rückwärtsneigen des Gitters, bis das direkte Spaltbild gerade den oberen Rand der Kamera berührt, bewirkt werden kann. Zeigt es sich, daß das Spektrum auf beiden Seiten nicht gleich hoch steht, so muß das Gitter etwas um seine opti-

sche Achse gedreht werden. Dies ist zugleich das sicherste Kriterium dafür, daß die Gitterstriche genau vertikal stehen. Wenn das Gitter nun soweit justiert ist, zeigt es sich, daß bei scharfer Einstellung der Fokus für eine Linie in den Ordnungen links und rechts noch nicht genau derselbe ist. Durch ganz minimale Drehung des Gitters um seine vertikale Achse kann diese Fokusdifferenz zum Verschwinden gebracht werden. Die Kamera wurde nun mit Hilfe des Eisenbogens so justiert, daß das Spektrum in der ganzen Kamera scharf war.

Man hat es nun offenbar nur noch nötig für verschiedene Wellenlängen die Stellung des Gittertisches abzulesen, die Kamera durch Verschieben scharf einzustellen und ihre Stellung am Maßstab abzulesen. Die Ablesung am Gittertisch geschieht mit Hilfe eines fest aufgestellten Ablesemikroskops mit Okularteilung. Man kann damit $^1/_{100}{}^0$ ablesen.

Aus der Formel $\lambda = c \cdot \sin \alpha$ berechnet sich die Gitterkonstante c aus einer bekannten Linie. Damit nun läßt sich die Ablesung am Gittertisch für jede beliebige Wellenlänge berechnen. Die Stellung der Kamera findet man aus der Formel: $r = \rho/(1 + \cos \alpha)$ (ρ ist der Krümmungsradius des Gitters = 3031 mm).

Da das einfallende Licht schwach konvergent ist, so gilt obige Formel für die Stellung der Kamera nicht streng genau. Man hat daher noch eine kleine Korrektion anzubringen, die mit der Wellenlänge zunimmt. Diese Korrektion läßt sich aus einer Reihe bekannter Linien empirisch ermitteln.

Für viele Zwecke genügt es nun, eine Tabelle zu haben, die für Intervalle von 500 AE die Ablesung am Gittertisch und die Stellung der Kamera angibt. Nach einer solchen Tabelle, die für die Wellenlängen von 2000 AE bis 12 000 AE die Stellung von Gitter und Kamera angibt, wurden die Einstellungen gemacht.

Die photographischen Platten.

Bei den ersten Aufnahmen wurden rot empfindliche Platten von „Wratten und Whainwright“ benützt. Doch zeigte sich bald, daß man damit im Gitterspektrum nicht viel weiter kommt als $\lambda =$ 7000 AE. Ich habe daher in der Folge meine Platten selbst sensibilisiert. Zu den Sensibilisationsversuchen habe ich immer gewöhnliche „Schleußner-Moment-Platten“ (gelb Etikett) benützt.

Millochau[1]), der mit konzentrierter alkoholischer Lösung von

1) Millochau, Comptes Rendus. 142. p. 1407—1408. 1906.

Chrysoidin sensibilisiert, gibt an, er photographiere im Sonnenspektrum bis Ψ, d. h. 1,4 μ. Ich konnte keineswegs eine solche Empfindlichkeit feststellen. Meine nach seinem Rezept hergestellten Platten waren nur bis λ = 6500 AE schwach empfindlich. Etwas besser empfindlich wurden sie durch Zusatz von Malachitgrün und Methylviolett (bis λ 7000 empfindlich). Ich habe dann nach dem Rezept von Higgs[1]) und Lehmann[2]) mit „Alizarinblau S" aus der badischen Anilin- und Sodafabrik unter Zusatz von etwas Nigrosin sensibilisiert. Das Verfahren von H. Hermann[3]), der mit Cyanin sensibilisiert, habe ich ebenfalls versucht. Wegen der Umständlichkeit und Unsicherheit des Verfahrens (ich habe unter 6 verschiedenen Versuchen nur eine Platte gefunden, die bis λ = 8000 AE gut war) bin ich zu dem Alizarinblau zurückgekehrt, das sehr einfach in der Anwendung ist und vollkommen sicher wirkt.

Ich lasse das Rezept folgen, nach dem ich mir meine Badelösung immer hergestellt habe. Die Badelösung selbst wurde jedesmal frisch hergestellt, da sie nicht haltbar ist.

Alizarinblau „*S*"	10 mg
Nigrosin	5 mg
Dest. Wasser	200 ccm
Ammoniak (spez. Gew. 0,96)	2 ccm
$AgNO_3$ (10%)	1—2 Tropfen.

Das abgewogene Alizarinblau und Nigrosin wird am besten erst im Dunkeln in dem Wasser aufgelöst. Nach zwei Minuten kräftigen Schüttelns hat sich der Farbstoff mit brauner Farbe vollständig gelöst. Jetzt wird im Dunkeln der Ammoniak zugegeben und die Lösung noch etwa 15 Minuten stehen gelassen. Die Lösung ist dann rein blau. Dann wird das Silbernitrat zugegeben, kräftig geschüttelt und die Lösung in eine flache Schale gegossen. Die Platten werden nun unter stetigem Schwenken 5—7 Minuten gebadet. Nach dem Baden auf der Glasseite trocken gerieben, werden die Platten in 3—4 Stunden über Schwefelsäure getrocknet. Wenn möglich wurden die Platten am selben Tage noch exponiert, doch konnten sie auch nach 2—3 Tagen noch benützt werden.

Um immer gutempfindliche, klare Platten zu erhalten, muß man folgendes beachten. Die Badelösung darf nicht zu warm sein (Maximum etwa 12° C.), sonst werden die Platten braun und fleckig, auch leidet die

1) G. Higgs, Proc. Roy. Soc. 49. p. 345—346. 1891.
2) H. Lehmann, Ann. d. Phys. 4 F. 5. p. 633 ff. 1901.
3) H. Hermann, Ann. d. Phys. 4. F. 16. p. 689 ff. 1905.

Empfindlichkeit. Im Sommer habe ich daher die Badelösung immer in Eis gekühlt. Dasselbe tritt ein, wenn die Platten zu langsam getrocknet werden. Auch das Berühren der Schichtseite der trockenen oder nassen Platten ist unbedingt zu vermeiden, unempfindliche und schwarze Stellen sind die unvermeidliche Folge. Ein Abschwenken der Platten nach dem Badeprozeß ist nicht erforderlich.

Wünscht man nur im Anfange des roten Teils zwischen $\lambda = 6000$ *AE* und $\lambda = 7000$ *AE* eine besonders hohe Empfindlichkeit, so muß man der Badelösung Pinacyanol beisetzen. Die Höchster Farbwerke liefern alkoholische Pinacyanollösungen 1 : 1000. Von dieser Lösung setzt man der oben beschriebenen Badelösung 1 ccm (mittelst Glasröhrchens) zu. Das Pinacyanol ist vollkommen lichtdicht aufzubewahren. Alle diese Operationen wurden immer in vollkommener Dunkelheit vorgenommen.

Die so hergestellten Alizarin-Nigrosinplatten sind gut empfindlich bis λ 8300 *AE*, dann nimmt die Empfindlichkeit ziemlich schnell ab, doch lassen sich stärkere Linien bis 8600 im Gitterspektrum noch gut photographieren. Im prismatischen Spektrum kommt man noch weiter ins Ultrarot.

Zu den Sensibilisationsversuchen und auch weiterhin wurde ein Hilger'sches Spektroskop mit konst. Ablenkung um 90° benutzt.

Die Platten wurden mit Glycin langsam entwickelt. Im Sommer wurde, um ein vorzeitiges Schleiern der Platten zu vermeiden, der Entwickler in Eis gekühlt.

Die Lichtquelle.

Als Lichtquelle wurde, wenn der Bogen in Luft gebrannt werden sollte, eine von Hand zu regulierende Bogenlampe benützt. Ausgebohrte Dochtkohlen (Siemens-„A"-Kohlen) wurden mit der zu untersuchenden Substanz gefüllt. Diese war für *Ca*, *Sr*, *Ba* das zuvor geschmolzene Chlorid, für *Mg* immer, für *Ca* häufig das Metall selbst. Die entwickelten Dämpfe wurden durch einen Abzug ins Freie geleitet.

Um den Lichtbogen im Vakuum oder in einer Wasserstoffatmosphäre brennen zu können, wurde der Lichtbogen in einem Glaskolben von etwa 1½ l Inhalt gebrannt. Der Kolben war mit 3 Ansatzröhren versehen. Durch 2 Röhren wurden die Elektroden eingeführt. Zu diesem Zweck wurden die Kohlen mittelst eines Halters auf einen Kupferstab von 4 mm Durchmesser aufgeschraubt. Metallstäbe aus Magnesium oder Eisen wurden direkt aufgeschraubt. Der Kupferstab war in ein Glasröhrchen eingekittet. Dieses war durch einen Gummistopfen luftdicht

ins Innere des Kolbens geführt. Dadurch ist eine leichte Beweglichkeit der Elektroden, auch während des Betriebs gewährleistet. Die dritte Röhre stand senkrecht zu den beiden andern und war mit einer aufgekitteten Glasplatte verschlossen. Ein engeres Röhrchen führte zur Luftpumpe.

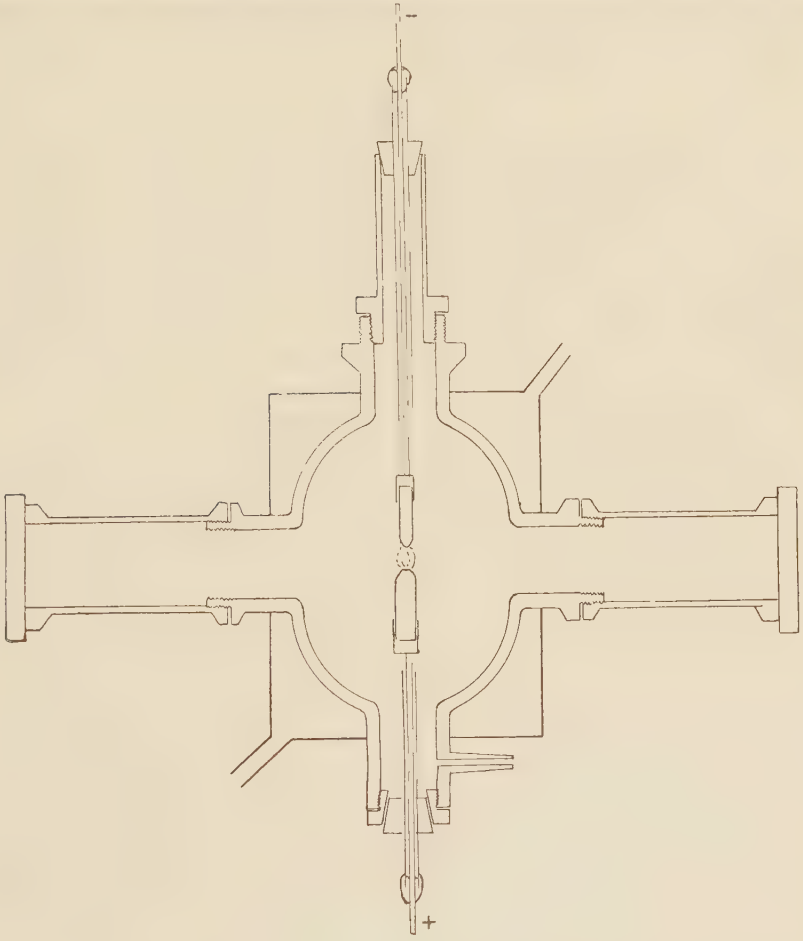
Für Magnesium läßt sich allerdings eine solche Glaslampe nicht ohne Gefahr benützen, da das Magnesium, wenn einmal heiß geworden, sehr leicht spritzt. Jeder Tropfen, der dann die Glaswand trifft, bringt diese zum Springen. Es tritt dann Luft ein, der Magnesiumbeschlag an den Wänden fängt an zu brennen und die Lampe zerspringt vollständig. Selbst durch eingelegte feine Drahtgitter kann man sich nicht ganz gegen das Zerspringen schützen. Es wurde deshalb eine Lampe aus Metall verfertigt.

Ein starkwandiger Zylinder aus gut verzinntem Messingguß war mit 4 etwa 8 cm langen und 4 cm weiten Rohrstutzen versehen (siehe Figur 2). Auf diese Rohrstutzen konnten entweder die Beobachtungsröhren von 5 cm Weite aufgeschraubt werden, oder es ließ sich ein engeres Rohr anschrauben, das dann an einem durchbohrten Gummistopfen die Elektrode trug. Die Elektroden waren genau so ausgebildet wie bei der oben beschriebenen Glaslampe. Die Beobachtungsröhren waren ebenfalls mit aufgekitteten Spiegelglasplatten abgeschlossen. Als Dichtungsmittel zwischen den Rohrverschraubungen erwies sich ein dünner Lederring, der mit einer Mischung von weißem Wachs und Talg gut durchtränkt war, als gut geeignet. Dieser Verschluß ist vollkommen luftdicht. Um die ganze Lampe war dann noch ein Blechmantel angelötet, so daß durch fließendes Wasser die Lampe immer kalt gehalten werden konnte. Durch geeignet angebrachte Blenden im Beobachtungsrohr konnte die Glasplatte vor Bestäubung geschützt werden. Ein angelöteter Schlauchansatz führte zur Luftpumpe. Beobachtungsröhren und Elektrodenhalter konnten gegenseitig ausgewechselt werden. Zum Evakuieren der Lampe wurde eine rotierende Oelpumpe von Gäde benützt. Das erreichte Vakuum betrug etwa 1—2 mm Hg.

Die Aufnahme.

Vor jeder Aufnahme habe ich in einem Prismenspektrographen auf einer besonderen Platte eine kurze Probeaufnahme gemacht, um die Empfindlichkeit der Platten kennen zu lernen und darnach die Expositionszeit wählen zu können. Als Lichtquelle hierfür diente das Bariumspektrum. Die Aufnahme selbst wurde stets in der Weise gemacht, daß

zuerst kontrolliert wurde, ob der Spiegel und damit auch das Gitter von jedem Punkt des Spaltes aus ganz mit Licht gefüllt war. Wurde für das Vergleichsspektrum eine besondere Lampe benützt, so wurde dies auch für diese Lampe geprüft. Dann wurden die Platten in die Kamera



(Fig. 2.)

gesetzt und exponiert. Ich habe bei meinen Aufnahmen stets ein besonderes Vergleichsspektrum angebracht. Als solches diente immer das Eisenspektrum. Der Eisen-Bogen wurde erzeugt zwischen einem Kohlestab (+) und einem Eisenstab (—). Die Stromstärke betrug dabei 3—5 Amp. bei einer Spannung von 220 Volt. Das Eisenspektrum wurde zweimal aufgebracht und zwar wurde es je zwei Minuten vor und nach

der Hauptaufnahme exponiert. Dadurch zeigte es sich sofort, ob während der Aufnahme eine Verschiebung des Spektrums stattgefunden hatte. Die Länge der Eisenlinien wurde durch Abblenden des Spaltes ziemlich kurz gemacht und in ihrer ganzen Länge mitten in das zu messende Spektrum hinein photographiert. Die Expositionszeit schwankte zwischen 5 Minuten und 4 Stunden.

Lichtfilter.

Bei den relativ langdauernden Aufnahmen ist es notwendig, das sich über das Rot lagernde Ultraviolett II. Ordnung durch ein Lichtfilter zu beseitigen. Als solche benutzte ich teilweise Lichtfilter von „Wratten u. Whainwright". Dann aber, da diese die starken ultravioletten Strahlen durchlassen, eine alkoholische Lösung von Chrysoidin in Glastrog von 1 cm Dicke. Diese Lösung absorbiert von $\lambda = 5800$ *AE* abwärts vollkommen, das Rot und Ultrarot dagegen wird sehr gut durchgelassen.

Meßmethode und Normalen.

Als Normallinien wurden immer die Hartmann'schen [1]) Werte der Eisenlinien genommen. Die Linien konnten unter dem Mikroskop sehr leicht gefunden werden durch Vergleichen mit dem Eisenatlas von „Kayser u. Runge" [2]). In einzelnen Fällen, wo nur rote Eisenlinien vorhanden waren, habe ich auch die Werte von Kochen [3]) als Normalen genommen. Da ich immer sämtliche Hartmann'schen Linien gemessen habe, so ist der Abstand der Normalen durchschnittlich 50 *AE*. Zur Kontrolle habe ich immer einige zwischen den Normalen liegende Eisenlinien gemessen. Die Abweichungen der gemessenen Werte von denen von Kayser [4]) betrugen in der Regel weniger als 0,02 *AE*, wenn auch einzelne wenige Abweichungen von 0,05 *AE* vorkamen. Der durchschnittliche Fehler an den roten Linien würde also ungefähr 0,06 *AE* sein. Bei ganz starken und breiten unscharfen und bei ganz schwachen schwierig zu sehenden kann der Beobachtungsfehler bei den einzelnen Messungen bis zu 0,3 *AE* betragen. Größere Abweichungen vom Mittel wurden nie beobachtet. Da die meisten Linien nun 4—8 mal gemessen wurden, so ist der Fehler bei meinen Messungen nicht größer als 0,05 *AE*.

Ausgemessen wurden die Platten auf einem Komparator von Zeiß,

1) J. Hartmann, Physik. Zeitschr. 10. 1909. S. 123.
2) Kayser und Runge, Berl. Akad. Ber. 1888.
3) Kochen, Zeitschrift für wiss. Photogr. 5. p. 285 ff. 1907.
4) Kayser, Ann. d. Phys. 4. F. 3. p. 195 ff. 1900.

der 0,001 mm abzulesen gestattet. Jede Platte wurde vor- und rückwärts gemessen. Zur Ausrechnung der Messungsreihen konnte eine Rechenmaschine von Burkhard verwandt werden, wodurch die Rechnung sehr erleichtert wurde.

Die einzelnen Elemente.

Magnesium.

Bei der Untersuchung des Magnesiumspektrums habe ich viel Zeit darauf verwandt, eine brauchbare Lampe zu konstruieren. Der Luftbogen ist im roten Teil des Spektrums kaum zu verwenden, weil hier der ganze Grund des Spektrums dicht erfüllt ist mit zahllosen feinen Linien, die offenbar zu einem Bandenspektrum gehören, und die das Auffinden schwacher Linien sehr erschweren. Bandenköpfe habe ich keine bemerken können. Ich habe deshalb versucht, den Bogen im Vakuum zu brennen.

Versuche mit einer Wehneltkathode ergaben wohl sehr starke und scharfe Linien, aber die Lampe brannte nur einige Minuten, dann mußte sie ganz auseinander genommen werden. Die Lampe war folgendermaßen eingerichtet: Ein Glaskolben von 1 Liter Inhalt war mit 3 Ansatzröhrchen versehen. Zwei standen sich gegenüber, die dritte stand senkrecht dazu. Die eine wagrechte Röhre trug einen weiten Schliff, der seinerseits in zwei eingeschmolzenen Glasröhrchen 3 mm starke Kupferstäbe trug. An diese Kupferstäbe war ein Platinblech von 4 mm Breite, 25 mm Länge und 0,03 mm Dicke angebracht. Das Platinblech war auf seiner ganzen Oberfläche mit Calzium- und Bariumoxyd möglichst gleichmäßig überzogen. Die Anode war ebenfalls durch einen weiten Schliff ins Innere der Lampe geführt. Auf das Ende des, durch den Schliff ins Innere der Lampe geführten Kupferstabs, war ein Magnesiumstäbchen aufgeschraubt. Ueber das Magnesiumstäbchen war noch ein Tonröhrchen geschoben. Diese Lampe hat aber, wie schon gesagt, mehrere Mängel. Erstens werden die Schliffe trotz Kühlung so warm, daß das Fett Dämpfe abgibt. Die Folge davon ist eine sehr kurze Haltbarkeit der Oxydschicht. Zweitens muß das Anodenröhrchen ziemlich eng sein, sonst fängt die Lampe nicht an zu brennen. Ist der Strom einmal unterbrochen, so muß eine neue Anode eingesetzt werden. Die Lampe fängt nicht an zu brennen, wenn das Magnesiumstäbchen nicht einige Millimeter aus dem Röhrchen heraus ragt. Auch kann die Stromstärke nicht über 1,5 Amp. gesteigert werden. Ich habe deshalb diese Anordnung verlassen und habe einen einfachen

Lichtbogen im Vakuum vorgezogen. Zwei Magnesiumstäbchen sind durch Gummistopfen in der oben beschriebenen Weise ins Innere der Lampe eingeführt. Sie stehen senkrecht zueinander. Durch Berühren wird der Bogen entzündet. Ein übergeschobenes Tonröhrchen verhindert ein ständiges Gleiten des Bogens längs der Kathode. Die Stromstärke betrug 2 bis höchstens 3 Amp. bei 220 Volt Spannung. Bei stärkeren Strömen tropft das Magnesium ab wie Wachs. Als positive Elektrode kann man mit gutem Erfolg einen dicken Eisenstab nehmen. Es treten nur einige wenige Eisenlinien auf, solange der Strom nicht über 2,5 Amp. steigt.

Bei Magnesium habe ich auch einige Aufnahmen im violetten Spektralgebiet gemacht, die einige neue Linien zeigten. Die von Fowler[1]) gefundene Serie einfacher Linien habe ich nicht mit Sicherheit auf meinen Platten erhalten. Dagegen traten im Bogen einige Linien auf, die Exner und Hascheck[2]) im Funkenspektrum genossen haben. Die Linien der Rydbergserie sind im Vakuumbogen stark und scharf, so daß noch einige weitere Linien gemessen werden konnten. Auch im sichtbaren Gebiet wurden einige schwache Linien neu beobachtet. Doch gelang es selbst bei 4 stündiger Exposition nicht, dieselben auf der photographischen Platte zu erhalten, da diese Linien nur manchmal auf ganz kurze Zeit aufblitzen. Diese wurden daher in der Kamera mit Maßstab und Lupe gemessen. Auch im Rot treten einige sehr auffallende Linien im Vakuumbogen auf, aber auch diese Linien sind nicht immer mit derselben Intensität vorhanden. Im Luftbogen sind dieselben mit Sicherheit nicht vorhanden. Eine Bemerkung über die Intensität der Triplethaupserie möchte ich noch anfügen. Die Intensität der Hauptserie ist im wesentlichen nur bedingt durch große Stromdichte. Im Vakuumbogen sind die Linien relativ sehr schwach aber scharf, solange der Druck klein ist. Läßt man etwas Luft in die Lampe treten, solange der Bogen brennt, so sieht man, wie sich der Querschnitt des Bogens zusammenzieht und wie die Linien plötzlich mit großer Intensität vorhanden sind. Die Elektroden werden dabei sehr schnell heiß und schmelzen ab.

Das untersuchte Magnesium war sehr rein. Als Verunreinigungen traten neben den Kaliumlinien nur auf einzelne Linien von Na, Li, Ca und Al.

1) Fowler, Proc. Roy. Soc. 71. p. 419—420. 1903.
2) Exner und Hascheck, Tabelle der Funkenspektra. Wien 1902.

Ich lasse die Tabelle der gemessenen Linien folgen.

λ	Int. und Charakter	$\nu = {}^1/\lambda$ (Vac)	Ex. u. H. [1])		K. u. R [2]).
3535.17	2 *u*	28 067.2			
3539.02	3 *u*	28 041.0$_5$			
3549.73	2 *u*	27 968.6$_5$			
3553.59	3 *u*	27 942.6			
3843.74	2 *u*	26 009.08			
3845.12	2 *u*	25 999.8			
3848.24	2	25 978.68			3848 Brooks [3])
3848.93	2	25 974.03			
3850.25	3	25 965.12	50.2		
3854.26	2	25 938.11			3853 Brooks
3854.68	1	25 935.30	54.5		
3861.73	2 *u*	25 887.95			unsicher nur einmal
3878.80	2 *u R*	25 774.0			beobachtet.
3895.90	2	25 660.90	95.88		3895 Brooks
3904.10	2 *u R*	25 607.0			3900 Brooks
3914.43	1 *u*	25 539.40			
3938.65	4 *u R*	25 382.40			3938 Brooks
3986.99	5	25 074.66		87.08	
4057.74	6	24 637.45	59.15	58.45	
4106.92	1 (s. scharf)	24 342.45			Fowler [4]): 4106.8
4167.59	7	23 988.07	67.7	67.81	
4242.60	1	23 563.9			unsicher ob Mg
4352.21	7	22 970.5			
4354.57	1	22 958.0			
4384.89	7	22 799.3			Fowler [5]): 4384.86
4390.84	8	22 768.4			4390.80
4428.38	6	22 575.4			4428.20
4434.37	7	22 544.9			4434.20
4481.58	30	22 307.4			
4556.15	1	21 942.3	möglicherweise zu einer Bande gehörig.		
4571.38	5	21 869.3	4571.33 K. u. R.		71.31 Ex u. H.
4703.20	10	21 256.3	4703.33 K. u. R.		03.4 Ex u. H.
4730.38	2	21 134.2	30.42 K. u. R.		
5264.2	1 *uR*	18 991.2	nur mit Maßstab und Lupe		
5401.2	1 *uV*	18 509.3			
6318.82	2 *gzu*	15 821.43	mit kleinem Gitter: 6315.6 (Paschen) [6])		
			6319. (Saunders [7])		
6318.55	2 *uR*	15 822.11	mit großem Gitter		
6319.08	1 *u*	15 820.80	breit.		

1) F. Exner u. E. Haschek, Tabellen der Bogenspektra. 1904.
2) H. Kayser u. C. Runge, Abhandl. der Berliner Akademie. 1891.
3) E. E. Brooks, Proc. Roy. Soc. A. 80, p. 218 ff. 1908.
4) A. Fowler, Proc. Roy. Soc. 71, p. 419 ff. 1903.
5) A. Fowler, Phil. Trans. A. 209, p. 447 ff. 1909.
6) F. Paschen, Ann. d. Physik. 4. F. 29, p. 625 ff. 1909.
7) F. A. Saunders, Physic. Rev. 20, p. 117. 1905.

λ	Int. u. Char.	$\nu = 1/\lambda$ (Vac.)	
6332.48	2 *s*	15 787.31	nur im Kohlebogen
6347.27	4 *gzu*	15 750.54	
6457.03	1	15 482.80	
6464.51	2	15 464.90	nur im Vac. Bogen.
6505.62	2	15 367.17	
6545.66	2 *uV*	15 273.14	nur mit großem Gitter getrennt.
6546.77	5 *uR*	15 272.91	
7658.46	3 breit unsch.	13 053.93	
8807.20	5	11 351.3	Hermann[1]) 8806.93 Paschen 8807.

Im Gitterspektrum habe ich einmal erhalten:

7877.39	4 *s*	12 691.1	$\Delta\nu = 30.9$
7896.63	4 *s*	12 660.2	

Die Linien scheinen reell zu sein. Möglicherweise gehören sie zu einer Verunreinigung.

Im prismatischen Spektrum sind noch folgende Linien gemessen worden:

5784.9	1 *u*	17 281.6	5783.4 (Paschen)
7780.2	1	12 849.7	7780 (Lehmann)
7800.7	1	12 815.9	

Calcium.

Als Lichtquelle für das Ca.-Spektrum wurde immer der Kohlebogen benützt. Die Kohlen wurden ausgebohrt und teilweise mit Chlorid meistens aber mit metallischem Calcium gefüllt. Die Stromstärke schwankte zwischen 5 und 25 Amp. Für Stromstärken unter 10 Amp. wurde der Strom der städtischen Leitung entnommen (220 Volt Spannung); die stärkeren Ströme lieferte eine Akkumulatorenbatterie von 60 Volt Spannung. Der Bogen wurde in den meisten Fällen in Luft gebrannt. Doch wurde auch der Vakuumbogen angewandt, um die im Luftbogen unscharfen Linien scharf zu bekommen und um die zur Triplethauptserie gehörigen Linien als solche zu erkennen. Dabei habe ich unter anderen eine Erscheinung gefunden, die meines Wissens bis jetzt noch nicht beobachtet ist, nämlich das Auftreten des Sauerstofftriplets bei λ : 7772. Dieses Triplet ist mit ziemlicher Intensität vorhanden. Andere Sauerstofflinien konnten nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden. Möglich ist

1) H. Hermann, Ann. d. Physik. 4. F. 16, p. 684 ff. 1905.

immerhin noch die Anwesenheit des Triplets bei λ : 6456, doch sind diese Linien nur sehr schwach zu sehen.

Da über das ganze Spektrum ein zu Ca oder dessen Oxyd gehöriges Bandenspektrum gelagert ist, so ist die Auffindung schwacher Linien ziemlich schwierig. Man kann aber durch Steigerung der Stromstärke und große Dampfdichte des Calciums die Linien relativ mehr stärken als die Banden, so daß nur kurze Expositionszeiten nötig sind, um die Linien aus den Banden hervortreten zu lassen. Doch ist es immerhin nicht ausgeschlossen, daß einige schwache, nur einmal beobachtete Calciumlinien in Wirklichkeit zu Banden gehören. Solche Linien bezeichne ich in der Tabelle mit einem ?. Die andern Linien sind alle auf verschiedenen Aufnahmen 3—7 mal gemessen.

λ (Luft)	Int. u. Char.	$\nu = 1/\lambda$ (Vac.)				
5683.10	3 *u*	17 591.24				
88.69	4 *gzu*	573.95				
91.68	1 *u*	564.76				
5707.25	1 *u*	516.82				
12.54	1 *u*	500.57				
15.99	1 *u*	490.01				
18.17	4 *u*	483.34				
24.10	2 *u*	465.23				
31.92	1 *u*	441.41				
35.96	3 *u*	429.13				
37.70	2 *u*	423.85				
40.84	1 *u*	414.30				
43.50	3 *u*	406.23				
47.03	2 *gzu*	395.26				
57.91	4 *u*	362.68				
62.10	1 *u*	350.06				
64.54	3 *u*	342.72				
5809.74	1 *u*	207.80				
26.44	1 *u*	158.46				
49.97	1 *u*	089.46				
57.77	20 *v*	066.71	57.77	(K. u R.) [1]	.786	(M.) [2]
67.96	3 *uR*	17 037.10	67.94	,,	.875	,,
6103.00	15 *v*	16 380.93	02.99	,,	3.036	,,
22.57	18 *v*	328.56	.46	,,	.529	,,
56.31	1	239.10				
61.60	2	225.18	.60	,,	.592	,,
62.50	20 *v*	222.79	.46	,,	.466	,,
64.06	3	218.65	3.98	,,	4.057	,,
66.88	5	211.61	.75	,,	.737	,,

1) Kayser u. Runge, Wied. Ann. 43, p. 384 ff. 1891.
2) Meißenbach, Zt. f. wiss. Photogr. 6, p. 258 ff. 1908.

λ (Luft)	Int. u. Char.	ν = 1/λ (Vac.)	(K. u. R.)	M.
6169.37	5	204.70	.36 „	.351 „
69.87	7	16 203.46	.87 „	.853 „
6261.57	2	15 966.10	60.0 (Th.) [1]	61.7 (S.) [2]
6318.32	3 *dif*	822.7	18.0 „	Diese Linien fehlen im Vac.-
43.50	4 *dif*	759.9	44.0 „	Bogen mit Sicherheit.
62.00	5 *dif*	714.1	61.2 „	
95.37	3 *u*	632.09	94.5 „	95.4 (S.)
6406.10	3 *u*	605.90	05.3 „	
07.91	1	601.48	08.0 „	
11.20	2 *u*	593.47	10.0 „	
17.98	3 *u*	577.00	16.5 „	17.9 (S.)
39.31	20 *v*	525.40	39.36 (K. u R.)	39.395 (M.) 38.0 (Th.)
50.05	10	499.55	49.99 „	55.143 „ 49.0 „
55.83	8 *s*	485.32		55.898 „ 54.3 „
				55.75 (S.)
62.82	20 *v*	468.89	62.75 „	62.876 „ 61.3 (Th.)
64.93	2 *u*	463.88		
71.92	10	447.20	71.85 „	71.973 „ 70.4 „
73.66(?)	1	443.02		
94.04	20 *v*	394.56	93.97 „	94.108 „ 92.7 „
6499.94	10	380.60	99.85 „	99.966 „ 98.0 „
6502.63(?)	1 ?	374.23		
09.10	4 *s*	15 358.94	08.0 (Th.)	09.1 (S.)
6573.03	6 *s*	15 209.56	73.090 (M.)	71.3 (Th.) 73.0 (S.)
6656.1	1 *gzu*	15 019.7	mit Lupe und Maßstab	
65.6	1 *gzu*	14.998.3		
*) 6708.06	6 *u*	903.40	08.157 (M.)	
10.12	1	898.83		
18.01	15 *v*	881.33	18.025 (M.)	16.4 (Th.) 18.1 (S.)
44.0	1 *gzu*	824.0	mit Lupe und Maßstab.	
47.2	1 *gzu*	817.0		
84.13	4 *u*	736.29	82.85 (Leh.) [3]	84.35 (S.)
89.38	1	724.90		89.6 „
98.75	3 *u*	704.39		98.9 „
6832.45 (?)	1	632.08	33.5 „	
66.80	1 *u*	558.9		
84.29	2	521.90		
7148.49	15 *v*	13 985.17	46.2 (Th.)	46.45 (Leh.) 48.5 (S.)
7202.51	15 *v*	880.30	99.3 „	99.83 „ 02.45 „
7326.43	20 *v*	645.52	23.0 „	22.95 „ 26.45 „

1) Thalén, Nova acta reg. soc. sc. Upsala 12, p. 1 ff. 1884. (Die Werte sind entnommen Kayser, Spektroskopie, Bd. 5.)

2) Saunders, Astroph. Journal: 32, p. 167. 1910.

3) H. Lehmann, Ann. d. Phys. 4. F. 8 p. 6 43 ff. 1912.

*) Genaue Coinzidenz mit Li λ = 6708. Ich führe die Linie an, weil sie nach King (Astrophys. Journal 29. 1909, S. 190 ff.) im elektrischen Ofen die stärkste Linie ist bei niederer Temp. Ob es eine Ca-Linie ist, kann mit Sicherheit nur die Messung des Zeemanneffekts zeigen.

λ (Luft)	Int. u. Char.	$\nu = 1/\lambda$ (Vac.)		
7468.69	3	13 385.61		
7521.22	1 *u*	292.1		
34.75	2 *u*	268.2		
66.08	3 *u*	213.30		
82.39	1 *gzuR*	184.9		
87.79	2 *gzuR*	175.5	Diese Gruppe ist im Vac.-Bogen nicht zu	
98.40	3 *gzuR*	157.1	beobachten.	
7602.78	4 *gzuR*	149.5	7600.74 (Leh.)	
10.66	6 *gzuR*	135.9	12.34 „	
45.25	1 *u*	076.48		
7984.25	1 *u*	12 521.27		
95.31	2 *u*	503.95		
8077.8 ?	1 ?	376.27		
8153.13	2	12 261.92		
8498.35	3	11 763.80	99.20 Leh.)	98.32 (H.) [1])
8542.47	5	703.05	43.08 „	42.48 „
8662.50	3	540.90	62.10 „	62.42 „

Strontium.

Die Lichtquelle war für Strontium ebenfalls der Kohlebogen. Die ausgebohrten Kohlen wurden mit geschmolzenem Strontium chloratum puriss. (Merk) gefüllt. Die Stromstärke schwankte bei den verschiedenen Aufnahmen zwischen 5 und 20 Amp. Trotz der Bezeichnung „purissimum" war das untersuchte Salz so stark mit Calcium verunreinigt, daß sämtliche Ca-Linien miterschienen und zwar mit derselben Intensität wie im reinen Ca-Bogen. Diese starke Verunreinigung mit Ca ist wohl ein Grund für das Auftreten einer verhältnismäßig kleinen Anzahl roter Linien mit schwacher bis mittlerer Intensität. Als weitere Verunreinigungen treten neben Kalium und Natrium auch einige Bariumlinien auf. Brennt man den Bogen im Vakuum, was ich versucht habe, um die starken Linien scharf zu bekommen, so treten, vorzugsweise im roten Teil des Spektrums, eine ganze Reihe sehr starker, meist nach kurzen Wellen abschattierter Banden auf, die noch an Intensität gewinnen, wenn man den Bogen in Wasserstoff brennt. Diese Banden sind so stark, daß man auf den Photogrammen nur noch die stärksten Linien erkennen kann, alles andere ist von den Banden überdeckt.

1) Hermann, Ann. d. Phys. 16. p. 695. 1905.

λ (Luft)	Int.	ν = 1/λ (Vac.)					
5970.60	5 *uR*	16 744.19	70.38 (K. u. R.) [1]	70.6 (E. u. H.) [2]			
6272.33	2 *u*	15 938.71		72.32 ,,			
6321.4	1	15 815.	mit Lupe und Maßstab.	22.03 (E. u. H.)			
6346.06	4 *u*	15 753.54	45.9 (S.) [3]	45.991 (J.) [4]	6.05 (E. u. H.)		
6364.19	5	15 708.60	64.3 ,,	64.187 ,,	4.23 ,,		
6370.18	6 *u*	15 693.90	70.2 ,,	70.204 ,,	0.23 ,,		
6380.94	10 *s*	15 667.42	80.95 (K. u. R.)	80.04 (J.)	1.00 (E. u. H.)		
6686.76	9 *u*	15 653.15	86.74 (K. u. R.)	86.755 ,,	6.84 ,,		
3388.48	8*u*	15 648.93	88.4 (S.)	88.500 ,,	8.50 ,,		
6408.69	15	15 599.57	08.65 K. u. R.)	08.734 ,,	8.76 ,,		
6446.91	3	15 507.09	47.0 (S.)	46.933 ,,	6.89 ,,		
6466.10	2	15 461.06	66.1 ,,	66.031 ,,	6.01 ,,		
6504.26	12*u*	15 370.35	04.17 (K. u. R.)	04.07 (Leh.) [5]	4.21 ,,	04.281 (J.)	
6516.07	1	15 342.50	16.181 (J.)				
6521.53	1	15 329.66	21.3 (S.)	21.641 (J.)			
6547.06	8 *u*	15 269.88	46.27 (Leh.)	47.1 (S.)	47.067 (J.)	7.00 (E. u. H.)	
6550.51	12 *u*	15 261.83	50.19 ,,	50.53 (K. u. R.)	50 522 ,,	0.59 ,,	
6617.54	10 *u*	15 107.24	16.92 ,,	17.6 (S.)	17.913 ,,	7.50 ,,	
6643.80	6 *u*	15 047.55	44.05 ,,	43.8 ,,	17.807 ,,	3.70 ,,	
6769.59	1	14 767.95					
6791.35	10	14 720.62	92.19 ,,	91.4 (K. u. R.)	91.333 ,,	1.29 ,,	
6803.55	1	14 694.23					
6878.65	15 *v*	14 533.76	80.69 ,,	78.8 ,,	78.659 ,,	8.50 ,,	
6892.86	8 *s*	14 503.83	6893.37 Leh.)	92.8 (S.)	92.935 (J.)	2.81 (E. u. H.)	
7070.53	20 *v*	14 139.39	7070.7 K. u. R.)	70.30 (E. u. H.)			
7088.90	1	14 102.76					
7153.43	4 *s*	13 975.51	53.24 (E d e r u. V a l e n t a)				
7167.66	10 *u*	13 947.77	70.34 (Leh.)	67.7 (S.)			
7232.56	8 *u*	13 822.61	32.10 ,,	32.6 ,,			
7287.75	4	13 717.94					
7289.19	2	13 715.23					
7309.70	12 *u*	13 676.74	09.7 (S.)				
7348.72	1	13 604.12					
7362.83	1	13 578.06					
7406.07	2	13 498.79					
7408.32	3	13 494.67					
7438.53	2	13 439.88					
7621.76	8	13 116.78					
7673.38	10	13 028.55					

Barium.

Zur Untersuchung des Bariumspektrums diente, wie bei Ca und Sr der Kohlebogen. Die ausgebohrten Kohlen wurden mit geschmolzenem

1) K a y s e r u. R u n g e , Ann. d. Phys. Bd. 43. 1891, p. 385.
2) E x n e r u. H a s c h e k , Spektren der Elemente. 1911 u. 1912.
3) S a u n d e r s , Astrophys. Journal: 32. 1910.
4) P. J e c h e l , Zeitschr. f. wiss. Photogr. 5., p. 332—339. 1907.
5) H. L e h m a n n , Ann. d. Phys. 8. 1902, p. 647.

Chlorid (Bar. chlorat. puriss. Merk) gefüllt. Das untersuchte Chlorbarium erwies sich als sehr rein. Als Verunreinigungen treten die im Kohlebogen stets vorhandenen Elemente K, Li, Na, Ca mit ihren stärksten Linien auf. Auch einige Sr-Linien konnten nachgewiesen werden. Die Stromstärke schwankte bei den einzelnen Aufnahmen zwischen 5 und 30 Amp. Die Aufnahmen, die mit einer Stromstärke von 30 Amp. und großer Dampfdichte (viel Salz) gemacht wurden, zeigen die Linien in ganz charakteristischer Weise verbreitert. Die in der Tabelle gegebenen Intensitäten beziehen sich auf eine solche Aufnahme. Brennt man den Boden im Vakuum, so sind die meisten Linien scharf, aber ihre Intensität ist bedeutend kleiner als bei Atmosphärendruck. Zugleich treten im Vakuumbogen, hauptsächlich im grünen aber auch im roten Spektralbereich starke Banden auf, die teils nach Rot teils nach Violett abschattiert sind. Doch erreichen diese Banden im Rot bei weitem nicht die Intensität der bei Strontium auftretenden Banden.

λ (Luft.)*)	Int.	$\nu = 1/\lambda$ (Vac.)	K. u. R.[1])	Höller[2])	S.[3])
5928.08	1 *diff.*	16 864.29			
5935.65	1 *diff.*	842.80			
5962.95	1 *u*	765.67		62.777	
5965.06	3 *u*	759.74	65.06	65.079	
5971.94	15 *v*	740.42	71.94	72.010	
5978.64	4 *u*	721.65	78.72		
5985.76	2 *diff.*	701.77			
5997.27	15 *v*	669.73	97.31	97.382	
6019.67	15 *v*	607.69	19.69	19.774	
6035.74	1 *u*	563.48			
6063.34	20 *v*	488.07	63.33	63.358	
6083.66	4	433.01	83.63	83.729	
6086.66	4 *diff.*	424.92			
6110.94	30 *v*	359.65	11.01	11.030	
6129.61	2	309.80			
6140.60	5	280.63			
6141.84	100 *v*	277.34	41.93	42.045	
6174.75	4	190.59		74.767	
6235.70	5 *diff.*	032.35		33.896	33.9
6300.51	2 *diff.*	15 867.42			
6323.34	3 *diff.*	810.18			23.0
6341.93	15 *v*	763.80	41.88	41.950	
6379.22	1?	671.65			
6411.55	4 *u*	592.62			
6451.14	20 *v*	496.93	51.05	51.141	

1) Kayser u. Runge, Wied. Ann. 43, p. 384—409. 1891.
2) Höller, Dissert. Bonn 1908. Zeitschr. f. wiss. Photogr. 6, p. 217. 1908.
3) Saunders, Astrophys. Journal 32, p. 153—178. 1910.
*) Die Linien von λ 5928 bis λ 6142 sind nicht ganz zuverlässig, da nur einmal gemessen.

λ (Luft.)	Int.	$\nu = {}^1/\lambda$ (Vac.)	K. u. R.	Höller	L.[2])	S.
6483.22	10	15 420.25	83.10	83.208		
6488.49	1?	407.73		88.583		
6497.10	100	387.31	97.07	97.279		
6498.99	80	382.85	98.93	99.142		
6527.54	30 *v*	315.55	27.56	27.683		
6545.11	1	309.64				
6564.61	3 *u*	229.07				
6566.13	0 *u*	225.58				
6581.09	6 *gzu*	190.94				81.0
6595.62	30 *v*	157.47	95.55	95.627		
6644.00	4 *diff.*	047.10				
6654.39	10 *v*	023.61		54.453		54.4
6675.60	20 *v*	14 975.87	75.30	75.598		
6694.10	20 *v*	934.50	H.[1])	94.158		94.2
6762.07	3 *u*	784.37	61.90			
6769.84	2 *u*	767.40				
6772.14	8 *u*	762.40	72.07	72.156		
6865.93	8 *uV*	560.73	65.93	66.265	66.64	
6868.18	6 *uR*	555.96	68.04	68.057		
6874.41	2 *u*	542.77	74.35		73.90	
6933.21	1 *u*	419.43				
6951.60	1 *u*	381.29				
6961.80	1 *gzu*	360.20	62.77		61.63	
6987.05	1 *s*	308.32	87.27		84.97	
7060.23	20 umgek.	160.01	60.26	60.330	61.28	
7070.00	2 *u*	144.44	69.64		68.72	
7090.39	8 *uR*	099.79	90.51	90.388	88.76	
7098.25	1	084.11				
7110.50	1 *u*	059.91			08.71	
7120.56	15 *uV*	040.03	20.73		20.85	
7127.04	4 *uR*	027.27			23.96	
7129.82	2	021.80			33.12	
7133.56	1 *uR*	14 014.45			33.12	
7153.85	6 *u*	13 974.70		4.91 nicht Sr	56.51	53.72
7195.60	10	893.62		95.71	94.52	
7208.53	2 *u*	868.70		08.50	05.84	
7213.87	2 *s*	858.44		13.83	10.96	
7229.31	10 *uR*	828.83		29.40	27.28	
7272.81	1 *u*	746.12				
7280.59	20 *v*	731.44		80.58	80.25	
7307.58	1	680.72				
7319.39	1 *u*	658.66				
7339.98	1 *u*	620.33				
7359.63	5 *ss*	583.97		59.67	57.14	
7376.00	6 *uR*	553.83		76.10	73.05	
7392.60	15 *v*	523.38		92.83	90.61	
7410.20	3 *u*	491.27				10.6

1) H. Hermann, Diss. Tübingen 1904. Ann. d. Phys. 16, p. 684 ff. 1905.
2) H. Lehmann, Ann. d. Phys. 4. F. 8, p. 643 ff. 1902.

λ (Luft.)	Int.	ν = 1/λ (Vac.)	H.	L.
7414.53	1 *u*	13 483.37		
7417.70	8	477.62	17.80	16.51
7460.26	18 *uR*	400.73	60.27	61.76
7476.60	4 *uR*	371.45		
7488.27	15	350.62	88.38	85.31 }
7513.53	1 *u*	305.73		89.92 }
7523.93	3 *u*	287.65		
7528.60	2 *u*	279.08		
7543.88	3 *u*	252.20		
7575.49	2 *u*	196.90		
7610.83	8 *ss*	135.62	10.74	11.36
7616.83	1 *u*	125.28		
7637.29	15 *uR*	090.10	37.47	38.15
7643.31	20 *uR*	079.80	43.42	44.57
7662.31	3	047.37		68.45
7672.48	20 *v*	13 030.06	72.42	72.81
7706.88	8 *u*	12 971.92	06.82	06.59
7722.13	4 *uR*	946.30		25.04
7752.02	8 *uV*	896.67	51.92	54.24
7767.19	4 *uR*	871.19		69.90
7770.55?	0?	865.63		
7775.74	3 *uR*	857.04		
7780.77	12	848.73	80.70	82.38
7783.84?	1?	843.67		
7798.65	2	819.27		800.96
7829.25	2	769.17		
7839.82	8 *u*	751.95	39.57	42.16
7863.74	1 *u*	713.16		
7865.51	1 *u*	710.29		
7878.34	3 *uR*	692.82	78.13	78.88
7906.12	15	645.03	06.13	06.28
7911.67	8	636.14	11.53	12.64
7939.79	2 *u*	591.38	39.21	41.24
7957.61	1 *u*	563.20		
7961.47	2 *u*	557.10	61.23	61.70
7982.75	3 *u*	523.62		84.52
8018.64	2	467.57		21.08
8120.88	4	310.62	20.84	22.60
8148.14	3	269.43	48.32	52.20
8158.56	2 *u*	253.76		64.16
8162.09	2 *u*	248.45		
8210.63	10 *u*	176.04	10.73	12.98
8264.30	1 *u*	096.97		69.94
8288.41	1 *u*	061.50		89.08
8329.17	3 *u*	002.76		28.26
8514.50	1 *u*	11 741.50		18.24
8542.72	1 *u*	702.71		
8560.21	6 *u*	678.80	60.20	63.92
8568.08	3 *gzuR*	668.07		
8569.60	2 *gzuR*	666.00		

λ (Luft.)	Int.	$\nu = 1/\lambda$ (Vac.)	H.	L.
8570.34	1 *gzuR*	11 664.99		
8582.66	3 *u*	648.24		85.70
8654.40	3	551.69	54.33	59.38
8659.65	1	544.69		
8861.32	2	281.96	61.40	68.50
8915.40	2	213.51	15.19	21.04

Zum Schluß möchte ich hier noch die Wellenlängen des Sauerstofftriplets angeben, das zum ersten Male im Kohlebogen beobachtet und photographisch gemessen wurde.

Die gemessenen Wellenlängen sind:

λ	Int.	Paschen [1])	mögliche Fehler	nach Higgs Sonnenatlas
7772.21	2 *s*	72.26	0,07	72.20
7774.46	2 *s*	74.30	0,15	74.43
7775.70	1 *s*	75.97		75.62

III. Teil.

Gesetzmäßigkeiten.

1. Magnesium.

Tripletserien.

Die von Paschen [2]) gefundene Triplethauptserie wurde als richtig gefunden, da die Linie $\lambda = 6319$ ($m = 5$) okular mit großem Gitter als ein enges Triplet gesehen wurde. Photographisch waren die beiden langwelligen Komponenten nicht getrennt.

Berechnet wurde die Serie nach der Formel:

$$A - \nu = mp_i = \frac{N}{[m + p_i + \pi_i(mp_i)]^2}.$$ Dabei ist:

$A = 2{,}5\,s = 20\,466{,}7$ $\quad p_1 = -0{,}119\,610$ $\quad \pi_1 = \pi_2 = \pi_3 = 4{,}525\,720.10^{-6}$

$m = 2,\ 3,\ \ldots .$ $\quad p_2 = -0{,}120\,184$

$\quad p_3 = -0{,}120\,444$

N ist die universelle Konstante von Ritz = 109 675,0

Mit diesen Konstanten berechnet man:

1) Vgl. Runge u. Paschen, Ann. d. Phys. 61. 1897. p. 646 ff.
2) Paschen, Ann. d. Phys. 29, p. 651. 1909.

$m =$	2	3	4	5	6
λ beob.:	5183.84	15 023.3	7658.46 [1])	6318.55	5784.9
λ ber.:	5725.30	15 023.3	7657.64	6318.55	5785.7
$\Delta\lambda$ ber. — beob.:	+ 541.46	+ 0.00	— 0.82	+ 0.00	+ 0.8
λ beob.:	5172.87	(15 032.7)	7658.46	6319.08	5784.9
λ ber.:	5714.21	15 036.5	7658.96	6318.98	5785.9
$\Delta\lambda$ ber. — beob.:	+ 541.34	+ 3.8	+ 0.50	— 0.10	+ 1.0
λ beob.:	5167.55	15 032.7	7658.46	6319.08	5784.9
λ ber.:	5709.11	15 042.6	7659.56	6319.19	5786.0
$\Delta\lambda$ ber. — *beob.*:	+ 541.56	+ 9.9	+ 1.10	+ 0.11	+ 1.1

Die Terme der Triplethauptserie werden also:

$m =$	2	3	4	5	6
mp_1:	39 752.10	13 812.2	7411.4	4644.6	3187.3
mp_2:	39 793.05	13 818.0	7413.6	4645.7*	3187.9
mp_3:	39 812.95	13 820.7	7414.6	4646.2*	3188.2
		(beob.: 7412.7)	(*4645.9 beob.)	(3185.0 beob.)	

An Kombinationen der Tripletserien ist noch vorhanden:

$2p_1 - 3p_1$		$2p_2 - 3p_1$	$2p_3 - 3p_1$
3854.00	ber.	3847.93	3844.98
3854.26	beob.	3848.24	3845.12
$2p_1 - 3p_2$		$2p_2 - 3p_2$	
3854.86	ber.	3848.79	
3854.68	beob.	3848.93	

Dubletserien.

Unter den von Handke [2]) im äußersten Ultraviolett gemessenen Linien finden sich auch zwei starke Linien, die eine Schwingungsdifferenz von 88,9 Einheiten haben. Man könnte vermuten, daß dieses Paar ein Glied der 2. Dubletnebenserie bildet. Lyman [3]) veröffentlicht in neuester Zeit Messungen der Funkenspektren der Erdalkalien im Schumannschen Gebiet. Nach seinen Angaben fehlt dieses Paar; dagegen führt er zwei andere Paare an, die eine Schwingungsdifferenz von 88 bzw. 93 Einheiten haben. Diese beiden Paare bilden nun tatsächlich je ein weiteres Glied der beiden Dubletnebenserien. Auch Handke führt diese beiden Paare an, doch sind seine Werte ungenau.

1) Als eine breite unscharfe Linie gemessen.
2) Handke, Dissert. Berlin. 1909.
3) Lymann, Astrophys. Journal 35, p. 352. 1912.

Man kann jetzt einigermaßen die Terme der beiden Nebenserien angeben.

Mit der Formel von Ritz findet man für die 2. N.S., von der jetzt 3 Glieder bekannt sind, die Grenze: $1\,\mathfrak{P}_1$[1]) = 73 960.0; $1\,\mathfrak{P}_2$ = 74 051.5

Damit werden die Terme der Dubletserien:

I. Nebenserie: $1\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{D}$ und $1\,\mathfrak{P}_2 - m\mathfrak{D}$

m =	3	4	5 (berechnet!)
λ :	2 798.07	1 737.8	[1 532.8]
ν :	35 728.7	57 544	[65 239]
$m\mathfrak{D}$:	38 231.3	16 414	[8 721.2]
λ :	2 790.88	1 735.0	[1 530.7]
ν :	35 820.7	57 637	[65 330]
$m\mathfrak{D}$:	38 230.8	16 413.5	[8 721.2]

II. Nebenserie: $1\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{S}$ und $1\,\mathfrak{P}_2 - m\mathfrak{S}$.

m =	0,5	1,5	2,5	3,5 (ber.)
λ =	2 795.63	2 936.61	1 753.6	[1 537.6]
ν =	35 759.9	34 043.1	57 025	[65 036]
$m\mathfrak{S}$ =	109 719.9	39 916.9	16 935	[8 924]
λ :	2 802.80	2 928.74	1 750.9	[1 535.5]
ν :	35 668.4	34 134.6	57 113	[65 127]
$m\mathfrak{S}$:	109 719.9	39 916.9	16 937.5	[8 924]

Ueber die Genauigkeit der Grenze läßt sich bei den wenigen beobachteten Gliedern nichts bestimmtes aussagen. Ich halte aber diesen Wert der Grenze für viel zu niedrig, da ich vermute, daß die Dubletserien genau wie bei *Ca*, *Sr* und *Ba* **nicht** dem Gesetz von Ritz folgen. Ich habe deshalb dieselbe Formel benutzt, die bei *Ca*, *Sr* und *Ba* allein genügenden Anschluß an die Beobachtung erzielt. Aus den beobachteten Gliedern der II. Nebenserie berechne ich mit der Form

$$A - \nu \equiv m\mathfrak{S} = \frac{\mathfrak{M}}{[m + \mathfrak{S}]^2}$$

die Grenzen $2\,\mathfrak{P}_1$ = 84 893.0 $2\,\mathfrak{P}_2$ = 84 984.5. Mit diesen Werten der Grenze erhält man folgendes Serienbild: (Numerierung analog mit *Ca*, *Sr* und *Ba*[2])).

1) Nach der analogen Numerierung von Paschen bei Cd. Ann. d. Phys. 35, 1911. p. 868.

2) Bemerkung zum Glied $m = 3$ der I. N. S. Nach Analogie mit *Ca*, *Sr* u. *Ba* sollte man erwarten, daß bei der I. Nebenserie ein Grundglied mit negativer Schwin-

I. Nebenserie: $2\,\mathfrak{P}_1 = m\mathfrak{D}$; $2\,\mathfrak{P}_2 = m\mathfrak{D}$.

m	:	3	4	5 nur berechnet.
λ	:	2 798.07	1 737.8	[1 481.35]
ν	:	35 728.7	57 544	[67 506]
m𝔇	:	49 164.3	27 349	[17 387]
λ	:	2 790.88	1 735.0	[1 479.35]
ν	:	35 820.7	57 637	[67 597.5]
m𝔇	:	49 163.8	27 347.5	[17 387]

Die Konstanten der Formel $m\mathfrak{D} = \frac{\mathfrak{D}}{(m + \mathfrak{d})^2}$ sind $\mathfrak{D} = 423\,376.6$ $\mathfrak{d} = -0{,}065\,474$.

II. Nebenserie: $2\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{S}$; $2\,\mathfrak{P}_2 - m\mathfrak{S}$.

m	:	1,5	2,5	3,5	4,5 (ber.)
λ	:	2 795.63	2 936.61	1 753.6	[1 485.2]
ν	:	35 759.9	34 043.1	57 025	[67 331]
m𝔖	:	120 652.9	50 849.9	27 868.0	[17 562]
λ	:	2 802.80	2 928.74	1 750.9	[1 483.2]
ν	:	35 668.4	34 134.6	57 113	[67 422.5]
m𝔖	:	120 652.9	50 849.9	27 871.5	[17 562]

Berechnet wurde die Serie mit der Formel:

$$m\mathfrak{S} = \frac{\mathfrak{S}}{(m + \mathfrak{s})^2}$$ dabei ist:

$$\mathfrak{S} = 413\,202.5;\ \mathfrak{s} = +0{,}35\,060$$

Serien einfacher Linien.

Handke gibt im Schumannschen Gebiet eine Reihe von Linien an die anscheinlich eine Serie einfacher Linien bilden, die man aus Analogie mit *Ca* und *Sr* für die Hauptserie einfacher Linien halten könnte. Ich berechnete diese Serie mit der Formel:

$$A - \nu = mX = \frac{N}{\left(m + X + \frac{x}{m}\right)^2};\ A = 56\,098.8$$

gungszahl vorhanden ist. Dieses Glied, das im sichtbaren Gebiet liegen und beträchtliche Intensität haben müßte, fehlt mit Sicherheit. Man hat hier dieselbe Erscheinung wie bei der I. Nebenserie. der Triplets und wahrscheinlich auch der einfachen Linien, wo das bei *Ca*, *Sr* und *Ba* vorhandene ultrarote Glied bei *Mg*, analog wie bei *Zn*, *Cd* und *Hg*, fehlt.

Mit diesen Konstanten erhält man:

m	2	3	4	5	6	7	8
λ	2 852.22	2 219.8	2 019.2	1 930.9	1 886.8	1 855.9	1 839.3
mX	21 048.47	11 049.7	6 574.3	4 309.5	3 098.8	2 216.6	1 739.1
λ ber.— λ beob.	$\pm$0,00	? nur berechnet, nicht beobachtet.	?	$\pm$0,00	—2,5	+0,7	—0,7

Daß diese Annahme aber falsch sein muß, ergibt sich aus folgendem:

1. müßten dann die beiden hiezu gehörigen Nebenserien im sichtbaren Gebiet verlaufen. Man findet aber keine Linien, die man zu dieser Serie rechnen könnte.

2. wären die Serien von Rydberg und von Fowler nicht zu deuten.

3. zeigen die schon erwähnten Untersuchungen Lymans keine der von Handke angeführten Linien. Dagegen findet Lyman eine Linie, die tatsächlich zur Hauptserie der einfachen Linien gehört, wie weiter unten gezeigt wird.

Nach Prof. Paschen ist die Rydbergserie die erste Nebenserie der einfachen Linien. Die zweite Nebenserie der einfachen Linien würde nach Paschen die von Kayser und Runge gemessenen Linien $\lambda = 5711$ und $\lambda = 4730$ enthalten. Das Grundglied müßte die starke ultraviolette Linie $\lambda = 2852$ bilden. Daß dies richtig ist, zeigt die Rechnung und die durch Kombinationen sichergestellten Hauptserien.

Zu der von Rydberg gefundenen Serie, die als die erste Nebenserie zu betrachten ist, konnten 3 weitere Glieder gemessen werden. Da die Linien im Vac. Bogen ziemlich scharf sind, ihre Wellenlänge also genau zu bestimmen war, kann auch die Grenze der Serie genau berechnet werden. Es findet sich aus den Gliedern $m = 11$ und 12 nach der Numerierung von Paschen die Grenze zu 26 612.7, also genau der von Paschen schon gefundene Wert. Wenn man von den 2 ersten Gliedern absieht, so lassen sich die übrigen Linien ausdrücken durch die Formel:

$$mD = \frac{N}{\left((m + D + \frac{d}{m^3}\right)^2} \text{ dabei sind}$$

$D = -0{,}57\,486$ $d = +13{,}487\,74$.

Die Differenzen λ berechnet — λ beobachtet werden hiemit für

$m =$	5	6	7	8	9	10	11	12
$\Delta\lambda =$	—4,33	+0,00	—0,02	+0,00	+0,04	+0,12	+0,23	+0,06

Die Terme der Serie sind also:

m :	3 [1]	4	5	6
λ :	8 806.96	5 528.75	4 703.33	4 352.18
$2P—mD$:	11 351.62	18 082.3	21 255.7	22 970.65
mD :	15 261.08	8 530.4	5 357.0	3 642.05

m :	7	8	9	10
λ :	4 167.59	4 057.74	3 986.99	3 938.65
$2P—mD$:	23 988.07	24 637.45	25 074.66	25 382.39
mD :	2 624.63	1 975.25	1 538.04	1 230.31

m :	11	12
λ :	3 904.10	3 878.80
$2P—mD$:	25 607.01	25 774.00
mD :	1 005.69	838.70

II. Nebenserie der einfachen Linien (mir von Paschen angegeben).

Die II. Nebenserie der einfachen Linien ist gegeben durch folgende Linien

m:	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5
λ:	2852.22	11 828.8	5711.56	4730.38	4354.57
$2P—mS$:	35 050.3	8451.7	17 503.6	21 134.2	22 958.0
mS:	61 663.0	18 161.0	9109.1	5478.5	3654.7

Die Serie läßt sich berechnen nach der Formel:

$$mS = \frac{N}{[m + S + s\,(mS)]^2}.$$ Dabei ist

$$S = -0{,}017\,591 \qquad s = -1{,}374\,298.10^{-6}.$$

Die Fehler λ berechnet — λ beobachtet sind dabei für

$m =$	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5
$\Delta\lambda =$	—323,75	+0,0	+0,0	—0,34	+0,18

Von den nunmehr zu erwartenden Hauptserien verläuft die eine im äußersten Ultraviolett, die andere im Ultrarot und Rot (letztere mir teilweise von Paschen angegeben).

Man hat für die 2. Hauptserie:

$$2{,}5\ S—mP;\ 2{,}5\ S = 18\,161.0.$$

---

1) Die Linie $\lambda = 17\,108.1$, die Paschen (Ann. d. Phys. 29, 1909, p. 653) für die Grundlinie dieser Serie hält, gehört nicht zu dieser Serie. Damit fällt auch die Kombination von Paschen $2\,x — 1{,}5\,s$, ferner sind unhaltbar die Kombinationen $3\,p_1 — 5\,x$ und $\left.\begin{matrix}3\,p_2\\3\,p_3\end{matrix}\right\} — 7\,x$.

m:	2	3	4	5[1])
λ:	11 828.8	17 108.1	8929.35	7294.95
2,5 S—mP:	8451.7	5843.6	11 196.00	13 704.4
mP:	26 612.7	12 317.4	6965.0	4456.6
m:	6	7	8	
λ:	6 633.86	6 290.25	6 085.89	
2,5 S—mP:	15 070.1	15 893.3	16 427.0	
mP:	3 090.9	2 267.7	1 734.0	

Für die eigentliche Hauptserie hat man dagegen

$$1{,}5\ S\text{—}mP;\ 1{,}5\ S = 61\,663.0$$

m:	2	3[2])	4	5[3])	6[3])
λ:	2 852.22	2 025.88	1 828.1	1 748.09	1 707.30
1,5 S—mP:	35 050.3	49 345.6	54 702	57 206.4	58 572.1
mP:	26 612.7	12 317.4	6 961	4 456.6	3 090.9
m:	7[3])	8[3])			
λ:	1 683.64	1 668.64			
1,5 S—mP:	59 395.3	59 929.0			
mP:	2 267.7	1 734.0			

Ich berechne diese Serien nach der Formel:

$$mS - mP;\ mP = \frac{N}{[m + P + p(mP)]^2}.$$ Dabei ist

$P = -0{,}052\,321\ p = +2{,}939\,566.10^{-6}$. Die Konstanten sind berechnet aus $m = 3$ und $m = 4$ der Serie 2,5 S—mP. Für das Glied $m = 2$ berechnet man mit diesen Konstanten:

$2\,P = 26\,717.2$ statt
26 612.7 Diesem Term entspricht

in der ersten Hauptserie:	in der zweiten Hauptserie:
die Linie 2860.75 statt	die Linie 11 684.3 statt
2852.22	11 828.8
λ ber.—λ beob.: +8,55 AE	λ ber.—λ beob.: —144.5 AE

Nun hat Fowler[4]) noch eine Serie einfacher Linien gefunden, die an derselben Stelle endigt, wie die beiden Nebenserien der einfachen Linien. Er gibt für die von ihm gefundene Serie Formeln an, die 4 Konstanten enthalten. Ebenso gibt Sutherland[5]) in einer Bemerkung

1) Die Linien $m = 5$ bis $m = 8$ sind nur berechnet.
2) Diese Linie ist beobachtet aber nicht gemessen.
3) Diese Linien sind noch nicht beobachtet.
4) Fowler, Proc. Roy. Soc. 71, p. 419, 1903 und Nature 68, p. 574. 1903.
5) Sutherland, Nature 68, p. 200. 1903.

zur Serie von Fowler, für diese und die Rydberg-Serie Formeln an, die ganz unbrauchbar und wertlos sind.

Die Terme dieser Serie sind:

m:	5	6	7	8
λ:	4 511.4	4 251	4 106.8	4 018
$2P—mY$:	22 160.0	23 517.4	24 343.3	24 879.3
mY:	4 452.7	3 095.3	2 269.4	1 733.4

Die Terme dieser Serie stimmen nun innerhalb der Beobachtungsfehler überein mit den von mir berechneten Termen der Hauptserie einfacher Linien. Die Serie von Fowler ist also zu betrachten als die Kombinationsserie

$2P—mP$ (beobachtet für $m = 5$ bis $m = 8$).

Man findet mit den berechneten Termen der Hauptserie:

$2P —$	$3P$	$4P$	$5P$	$6P$	$7P$	$8P$
λ berechnet	6993.42	5088.28	4512.19	4250.19	4106.49	4018.39
λ beobachtet	?	?	4511.4	4251	4106.8	4018.3
$\Delta\lambda$ (ber. — beob.)	?	?	+0,79	—0,81	—0,31	+0,09

Diese Fehler sind innerhalb der Beobachtungsfehler von Fowler.

Hiezu kommen noch die Kombinationen zwischen dem System der Triplets und der einfachen Linien. Es treten hier auf die Kombinationen

$3D — m\ \Delta p$ für $m = 4$ und 5 beob. von Paschen;

ferner 1,5 $S—2p_2$ (Zeemaneffekt $^3/_2$ normales Triplet)

λ beob.: 4571.33

λ ber.: 4571.27.

Möglich ist ferner noch die Kombination

$2p_3—4P$:

λ beob.: 3043.87

λ ber.: 3043.46.

Calcium.

Tripletserien.

Nachdem Kayser und Runge[1]) die beiden Tripletnebenserien erkannt haben, gibt Paschen[2]) auf Grund seiner Messungen

1) Kayser u. Runge, Abhandl. d. Berl. Akad. 1891. Wied. Ann. 43, p. 348 ff. 1891.

2) F. Paschen, Ann. d. Phys. 29, p. 625 ff. 1909.

im Ultrarot die beiden ersten Glieder der Hauptserie. Wenn die Annahme Paschens richtig war, mußten im Rot weitere Linien zu finden sein, die zur Hauptserie gehören. Tatsächlich liegt bei λ 7600 eine Gruppe starker nach Rot ganz unscharfer Linien, die das gleiche Aussehen zeigen, wie die analogen Linien des Magnesiums. Die Linien zeigen auch sonst den Typus der Linien der Magnesiumhauptserie, indem sie nämlich im Vakuumbogen so schwach werden, daß ich sie trotz mehrstündiger Exposition nicht habe photographieren können.

Es wäre demnach die Triplethauptserie gegeben durch folgende Linien. (Stärkste Linie, kleinstes λ):

m :	2	3	4	5	6
λ :	6 162.46	19 856.9	9 546.8	7 610.66	6 866.80
$+\nu$:	16 222.86	5 034.68	10 471.9	13 135.91	14 558.9
$m\ p_1$:	33 982.71	12 725.17	7 287.9	4 623.94	3 200.9

Die Konstanten der Formel von Ritz sind:
(berechnet aus $m = 3$ und $m = 5$) $p_1 = -0{,}167\,251\ \pi_1 = +8{,}10\ 597.10^{-6}$.
Die Grenze ist 1,5 s = 17 759.85.

Mit diesen Konstanten berechnet man für

$m =$	2	4	6
$m\ p_1$:	24 671.0	7241.0	3195.2
λ ber.:	14 466.0	9504.2	6864.2
λ beob.:	6162.46	9546.8	6866.8

Bei derselben Grenze und der Form:

$$m\ p_1 = \frac{N}{\left[m + a + \frac{b}{m}\right]^2}$$ berechnet man für:

$m =$	2	4	6
$m\ p_1 =$	26 933	7229.8	3200.58
λ ber.:	10 897.5	9494.1	6866.62
λ beob.:	6 162.46	9546.8	6866.80

Dieser ungenaue Anschluß der Rechnung an die Beobachtung könnte darauf hindeuten, daß die Annahme der Linien falsch sei. Wenn man mit der Formel von Ritz für das Glied $m = 2$ einen besseren Anschluß zu erhalten wünscht, so wäre für $m = 4$ statt der Linie λ 9546 die Linie λ 9250 zu nehmen. Die nächste Linie ($m = 5$), die doch noch eine ziemliche Intensität haben müßte, läge dann bei λ 7491. Hier liegt aber mit Sicherheit keine Linie.

An Kombinationen der Tripletserien ist außer den von Paschen gegebenen noch vorhanden die Linie $3d'' - 3p_1$

berechnet λ 6156.32

beobachtet λ 6156.31.

Dubletserien.

Bei Calcium sind bekannt die Anfänge von zwei Nebenserien von Dublets. Ritz[1]) gibt die zweite Nebenserie, Paschen[2]) den Anfang der ersten Nebenserie an. Dann findet Saunders[3]) nach den Messungen von Eder und Valenta ein weiteres Glied zur ersten Nebenserie. Neuerdings findet Lyman[4]) im Schumannschen Gebiet eine ganze Reihe von Linien unter denen auch 4 Paare sind, die zu den beiden Nebenserien gehören. Es ist jetzt auch möglich, die Serie genauer zu berechnen. Dabei findet man, daß die Formel von Ritz ganz unbrauchbar ist. Auch Formeln mit 4 Konstanten und der universellen Konstante von Ritz: $N = 109\,675.0$ führen zu keinem Ziel. Dagegen ist die Serie gut darstellbar durch eine Formel wie sie schon oben bei Magnesium angegeben wurde und wie sie auch Saunders für die von ihm vervollständigten Nebenserien der Dublets von Barium als die allein brauchbare gefunden hatte. Der mit Hilfe dieser Formel gefundene Grenzwert ist bedeutend größer als der von Ritz angegebene Wert.

Man hat für die I. Nebenserie:

$2\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{D}'$ und $2\,\mathfrak{P}_2 - m\mathfrak{D}'$

$2\,\mathfrak{P}_1 = 70\,117.$ $2\,\mathfrak{P}_2 = 70\,340.$

m :	3	4	5	6	7
λ :	8 498.35	3 181.4			
$2\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{D}'$:	11 763.8	31 423.8			
$m\mathfrak{D}'$:	81 880.8	38 693.2			
λ :	8 542.47	3 179.45	2 113.01	1 815.0	1 680.5
$2\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{D}$:	11 703.0	31 443.0	47 311.2	55 096	59 506
$m\mathfrak{D}$:	81 820.0	38 674.0	22 805.8	15 021	10 611
λ :	8 662.50	3 158.98	2 103.47	1 807.8	1 674.1
$2\,\mathfrak{P}_2 - m\mathfrak{D}'$:	11 540.9	31 646.8	47 525.8	55 316	59 733
$m\mathfrak{D}'$:	81 880.9	38 693.2	22 814.2	15 024	10 607

1) Ritz, Phys. Zeitschr. 9, p. 521. 1908.
2) Paschen, Ann. d. Phys. 29, p. 655. 1909.
3) Saunders, Astroph. Journal 32, p. 167. 1910.
4) Lyman, Astroph. Journal, 35, p. 352. 1912.

Die zur Berechnung benutzte Formel ist:

$$m\mathfrak{D} = \frac{\mathfrak{D}}{[m + \mathfrak{d}]^2}.$$ Dabei ist

$$\mathfrak{D} = 423\,416.0 \quad \mathfrak{d} = -0{,}69\,117.$$

Dabei berechnet man die Terme:

m :	3	4	5	6	7
$m\mathfrak{D}$:	79 430	38 674.0	22 805.8	15 023	10 638
$\Delta\lambda$ (ber. — beob.) :	+ 2195.2	+ 0,0	± 0,0	+ 0,08	+ 0,76

Die II. Nebenserie ist gegeben durch folgende Linien: $2\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{S}$

m :	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5
λ :	3 933.83	3 737.08	2 208.95	1 851.3	1 698.9
$2\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{S}$:	25 413.5	26 751.4	45 256.6	54 016	58 861
$m\mathfrak{S}$:	95 530.5	43 365.6	24 860.4	16 101	11 256
λ :	3 968.63	3 706.18	2 198.03	1 843.8	1 692.4
$2\,\mathfrak{P}_2 - m\mathfrak{S}$:	25 190.6	26 974.5	45 481.4	54 236	59 087
$m\mathfrak{S}$:	95 530.6	43 365.5	24 858.6	16 104	11 253

Die Konstanten der Formel $m\mathfrak{S} = \frac{\mathfrak{S}}{(m + \mathfrak{s})^2}$ sind

$$\mathfrak{S} = 421\,559.0 \quad \mathfrak{s} = +0{,}617844.$$

Damit berechnet man die Terme:

m :	1,5	2,5	3,5	4,5	5
$m\mathfrak{S}$:	93 958	43 366.6	24 860.4	16 095	11 263
$\Delta\lambda$ (ber. — beob.) :	+ 259.5	± 0,0	± 0,0	— 0,2	+ 0,2

Im äußersten Violett findet Saunders ein engeres Paar ($\lambda = 1839.8$ und $\lambda = 1837.1$), das eine Schwingungsdifferenz von 80 Einheiten hat. Nach den Messungen von Lyman hat dieses Paar eine Schwingungsdifferenz von 65 Einheiten. Saunders vermutet in diesem Paar (und in analogen in den Spektren von *Sr* und *Ba*) engere Paare, analog den in diesen Spektren auftretenden engen Triplets. Diese Annahme wird bestätigt durch die Messungen Lymans, der noch eine Reihe weiterer derartiger Paare findet. Die Analogie mit den engen Triplets geht aber noch weiter. Ich behaupte, daß diese von Saunders und Lyman gefundenen Paare die „Bergmann"-Serie der Dublets bilden. Dafür spricht der Umstand, daß ihre Schwingungsdifferenz gleich der Differenz $3\,\mathfrak{D}' - 3\mathfrak{D}$ ist.

Ferner lassen sich die Linien nur durch eine den Formeln der Nebenserien analoge Formel genau berechnen. Die Grenze ist dabei gleich

dem Wert 3 $\mathfrak{D}'$ bzw. 3 $\mathfrak{D}$, wie es ja für die Bergmannserie verlangt ist.

Die Serie selbst ist gegeben durch folgende Linien:

3 $\mathfrak{D}$—m Δ $\mathfrak{P}$ und 3 $\mathfrak{D}'$—m Δ $\mathfrak{P}$: 3 $\mathfrak{D}$ = 81 820.0 3 $\mathfrak{D}'$ = 81.880.8

m =	4	5	6	7
λ :	1 840.2	1 555.1	1 434.3	1 370.6
3 $\mathfrak{D}$—m$\Delta\mathfrak{D}$:	54 341	64 304	69 720	72 960
m Δ $\mathfrak{P}$:	27 479	17 516	12 100	8 860
λ :	1 838.0	1 553.5	1 433.1	1 369.1
3 $\mathfrak{D}'$—m$\Delta\mathfrak{P}$:	54 406	64 370	69 778	73 040
m Δ $\mathfrak{P}$:	27 475	17 511	12 102	8 841

Ich berechne die Serie mit der Formel

$$\mathfrak{m}\,\Delta\,\mathfrak{P} = \frac{\Delta}{(\mathfrak{m}+\delta)^2}\ (\mathfrak{m} = 4\ldots.).$$ Dabei sind

Δ = 430 959 δ = —0,039 796, damit ergeben sich die Differenzen λ ber. — λ beob. zu:

m =	4	5	6	7
$\Delta\lambda$ =	$\pm$0,00	$\pm$0,00	+0,65	+0,70

Serien einfacher Linien.

Saunders[1]) findet im Ultraviolett eine Serie starker, umgekehrter Linien, deren Glieder dasselbe Verhalten zeigen wie die Linie λ = 4226. Saunders hält diese Linie als nicht zu seiner Serie gehörig, da seine Formel nicht stimme. Ich glaube aber trotzdem beweisen zu können, daß λ = 4226 das Grundglied dieser Serie ist. Allerdings muß man dann ein weiteres Glied bei λ = 2700 annehmen, das bis jetzt noch nicht beobachtet ist. Die Grenze der Serie findet man aus den beiden Gliedern m = 10 und 11 (nach Saunders Numerierung m = 9 und 10) zu 49 298.2.

Ich berechne die Serie nach der Formel:

$$1{,}5\ S\text{—}mP;\ mP = \frac{N}{\left[m + a + \frac{b}{m^2} + \frac{c}{m^4}\right]^2}$$

Aus den Gliedern m = 2, 4 und 5 findet man die Konstanten a = —1,09 217 b = +17,351 c = —50,842.

1) Saunders, Astroph. Journal 29, p. 243. 1909 und 32, p. 167. 1910.

Damit berechnet man für

m :	2	3	4	5	6
λ :	4226.91	2702.22	2398.66	2275.60	2198.73
$\Delta\lambda$ (ber. — beob.) :	$\pm$ 0,00	?	$\pm$0,00	$\pm$0,00	—2,07

m :	7	8	9	10	11
λ :	2150.88	2119.66	2098.79	2084.12	2073.53
$\Delta\lambda$ (ber. — beob.) :	—0,12	+0,67	+0,99	+0,92	+0,73.

Aus diesen beobachteten Differenzen läßt sich mit ziemlicher Sicherheit annehmen, daß die Linie $\lambda = 4226$ tatsächlich Grundlinie dieser Serie ist. Die beobachteten Differenzen zeigen nur, daß die Formel für die niederen Werte von m nicht ganz genügt. Sieht man nämlich von den beiden ersten Linien ab und berechnet die Serie nach derselben Formel, so fallen die Differenzen innerhalb der Beobachtungsfehler. Für das Glied $m = 3$ berechnet man $\lambda = 2702.2$. Es ist anzunehmen, daß dieser Linie eine Linie entspricht, die zu der von Saunders im sichtbaren Teil des Spektrums gefundenen Kombinationsserie gehört. Diese Kombinationsserie schreibe ich

$$X—mP;\ X = 27\,449.4.$$

Aus $\lambda = 2702.22$ berechnet sich $X—3\,P : \lambda = 6600.1$ mit einem ziemlich großen wahrscheinlichen Fehler. Wahrscheinlich ist $\lambda = 6718$ die entsprechende Linie. Auch die Messung des Zeemaneffekts von Moore[1]) weist auf diese Linie hin. Damit läßt sich auch die Linie $1{,}5\,S—3\,P$ rückwärts berechnen. Man findet hiefür die Linie $\lambda = 2721.77$.

Nun noch die Terme der Serie $1{,}5\,S—mP$

$1{,}5\,S = 49\,298.20$

m :	2	3[2])	4	5	6
λ :	4226.91	2721.77	2398.66	2275.60	2200.8
$1{,}5\,S—mP$:	23 651.39	36 730.1	41 677.6	43 929.8	45 424.1
mP :	25 646.81	12 568.10	7620.6	5368.4	3874.1

m :	7	8	9	10	11
λ :	2151.00	2118.99	2097.8	2083.2	2072.8
$1{,}5\,S—mP$:	46 475.7	47 177.8	47 654.2	47 988.1	48 229.0
mP :	2822.5	2120.4	1644.0	1310.1	1069.2.

Saunders hält die beiden Serien „SL 2“ und „SL 3“ für 2

1) Moore, Astroph. Journal 33, p. 385. 1911.
2) $m = 3$ wahrscheinlicher Wert.

Nebenserien. Ich halte diese Ansicht nicht für richtig; denn, wenn diese beiden Serien die Nebenserien einfacher Linien wären, dann müßte, da λ 4226 die Grundlinie der II. Nebenserie bilden muß, der Term 1,5 *S* dennoch gleich 27 449.4 — 23 651.4 also = 51 100.8 werden. Dies wäre die Grenze der Hauptserie. Diese Serie würde also im großen ganzen in demselben Gebiete verlaufen wie die S a u n d e r sche Serie „*SL* 1". Da aber einesteils keine Linien vorhanden sind, die diese neue Serie bilden könnten, andernteils die Linien der Serie „*SL* 1" dasselbe Verhalten zeigen wie die Linie λ = 4226, so ist anzunehmen, daß „*SL* 1', die Hauptserie einfacher Linien ist. Die Richtigkeit dieser Annahme wird außerdem noch unzweifelhaft bewiesen durch eine bestimmte Kombination mit den Termen der Tripletserien.

„*SL* 2 und *SL* 3" können also keine Nebenserien sein. Versuche, diese beiden Serien zu deuten, begegnen großen Schwierigkeiten. Das erste woran man denken könnte, ist die Serie „*SL* 2" für die zweite, vom Glied 2,5 *S* abzweigende Hauptserie 2,5 *S*—*mP* zu halten. Diese Annahme ist aber sehr zweifelhaft, denn dann müßten bei der II. Nebenserie der einfachen Linien 2 Linien zu nehmen sein mit n e g a t i v e r Schwingungszahl. Dies ist bis jetzt noch nie beobachtet worden. Eine andere Deutung ist folgende: Die Kombination *X*—*mP* führt für *m* = 2 auf die bis jetzt noch nicht beobachtete, aber sicher vorhandene und wahrscheinlich sehr starke ultrarote Linie λ (*vac*) = 55 476 *AE*. Es wäre nun möglich, daß diese Linie zugleich Grundlinie der I. Nebenserie der einfachen Linien ist. Die Serie „*SL* 2" wäre damit zu schreiben 3 *D*—*mP*. Die Serie „*SL* 3" würde ich dann für die „Bergmann"-Serie der einfachen Linien halten, also „*SL* 3" wäre zu schreiben

$$3\,D—m\,\Delta\,P \text{ für } m = 4 \ldots .$$

Die Rechnung führt aber für die I. Nebenserie nicht auf den verlangten Term 27 449 wie weiter unten zu zeigen sein wird.

Die Grenze der nach obigem zu erwartenden Nebenserien einfacher Linien ist

$$2\,P = 25\,646.81.$$

Es liegen nun im sichtbaren Gebiet und im Ultrarot Linien, die diese Serien darstellen können, doch genügt keine der gewöhnlich benutzten Formeln zur genauen Darstellung. Ein sicheres Kriterium kann neben den zu erwartenden Kombinationen nur der Zeemaneffekt bieten.

I. Nebenserie einfacher Linien.

Für zusammengehörig halte ich folgende Linien:

m :	3	4	5	6	7
λ :	10 345.0	12 821.6	6 462.82	5 189.05[1])	4 685.4
$2P—mD$:	9 663.9	7 797.2	15 468.9	19 266.1	21 337.0
mD :	35 310.7	17 849.6	10 177.9	6 380.7	4 309.8

Mit der Formel $mD = \dfrac{N}{\left[m + D + \dfrac{d}{m}\right]^2}$ findet man

$D = -\ 2{,}50\,207 \quad d = +\ 3{,}92\,360.$ Damit berechnet man

für m =	3	4	5	6	7
mD =	33 633.2	17 849.6	10 177.9	6362.6	4286.3

Mit der Formel $mD = \dfrac{N}{\left[m + D' + \dfrac{d'}{\sqrt{m}}\right]^2}$ findet man

$D' = -\ 3{,}37\,654, \quad d' = +\ 3{,}71\,002.$ Man berechnet damit

für m =	3	4	5	6	7
mD =	35 186	17 849.6	10 177.9	6404.9	4342.2.

II. Nebenserie einfacher Linien.

Noch größeren Schwierigkeiten wie bei der I. Nebenserie begegnet man bei der II. Nebenserie. Aus der Größe des Terms $1{,}5\,S$ - 49 298.2 würde man für den Term $2{,}5\,S$ nach der Tabelle von Dunz etwa erhalten $2{,}5\,S = 17\,700$. Die beobachtete starke Linie $\lambda = 13\,038$ ergibt den Term $2{,}5\,S = 17\,979.0$. Dieser Wert ist nach der Tabelle von Dunz noch möglich. Der nächste Term $3{,}5\,S$ sollte etwa = 9000 sein. Es existiert nun aber keine Linie, die auf diesen Term führt. Die einzige Linie die in Betracht kommen kann ist $\lambda = 5857$. Mit dieser Linie erhält man den Term $3{,}5\,S = 8580.1$, also bedeutend kleiner als zu erwarten war. Diese Linien führen nun für $m = 4{,}5$ auf die Linie $\lambda = 4878$. Da aber 4878 zur Serie „$SL\ 3$" gehört, kann diese Linie nicht wohl zur II. Nebenserie gehören. Dem Aussehen und dem Verhalten nach muß $\lambda = 4847$ die Linie $2\,P - 4{,}5\,S$ sein.

Man hat also folgendes Bild für die II. Nebenserie:

$2\,P—mS, \quad 2\,P = 25\,646.81.$

m :	1,5	2,5	3,5	4,5
λ :	4226.91	13 038.0	5857.77	4847.22

1) Zeemaneffekt: normales Triplet.

$2\,P—mS$:	23 651.39	7667.83	17 066.71	20 624.72
mS :	49 298.20	17 978.98	8 580.10	5 022.09.

Eine Bestätigung dieser beiden Serien durch Auffindung der Glieder höherer Ordnung bleibt abzuwarten.

Hier möchte ich noch die Terme der Serie „SL 3“ anfügen. Grenze der Serie $X = 27\,449.4$.

m :	4	5	6	(7)	8
λ :	4 878.34	4 355.41	4 108.70	(39 73.9)	3 889.8
$m\,Y$:	6 956.2	4 495.8	3 117.5		1 748.9

Von den nunmehr zu erwartenden Kombinationen der Serien einfacher Linien sind vorhanden:

$1{,}5\,S—3\,D$:	λ ber.:	7 147.30
	λ beob.:	7148.49
$2\,P—3\,P$:	λ ber.:	7644.00
	λ beob.:	7645.25
$1{,}5\,S—2\,p_2$:	λ ber.:	6573.04
	λ beob.:	6573.03
$2\,p_2—2{,}5\,S$:	λ ber.:	6205.6
	λ beob.:	6206.2 [1]) schwach, mit Lupe und Maßstab gemessen.
$2\,P—4\,Y$:	λ ber.:	5348.82
	λ beob.:	5349.66.

Strontium.

Tripletserien.

Die Triplethauptserie verläuft nach Analogie mit Mg und Ca im Ultrarot und Rot. Randall [1]) mißt im Ultrarot eine Linie des Glieds $m = 3$. Weitere Glieder sind bis jetzt noch nicht beobachtet. Das Glied $m = 4$ läge bei $\lambda = 9900$, $m = 5$ bei $\lambda = 8000$, doch habe ich hier keine Linie beobachten können.

An Kombinationen der Tripletserien ist vorhanden die Gruppe $3\,d\,i—3\,p\,i$ (analog mit Ca).

Man berechnet:

1) Randall, Ann. d. Phys. 33. 1910, p. 739.
2) Schon von Randall gedeutet.

	$3\,d$—$3\,p_1$ [2]	$3\,d'$—$3\,p_1$	$3\,d''$—$3\,p_1$	$3\,p_1 = 11\,953.06$
berechnet:	6387.16	6346.22	6322.25	
beobachtet:	6386.76	6346.06 [1]	6321.4 [2]	

	$3\,d'$—$3p_2$	$3\,d''$—$3p_2$	$3\,p_2 = 12\,012.02$
	6370.18	6345.92	
	6370.18	6346.06 [1]	

	$3d''$—$3\,p_3$	$(3\,p_3 = 12\,038.50)$
	6356.61	
	fehlt	

wahrscheinlicher ist:

	$3\,d''$—$3\,p_3$	$3\,p_3 = 12\,057.31$
	6364.19	
	6364.19.	

Dubletserien.

Nachdem schon längere Zeit die Anwesenheit von Dubletserien in den Erdalkalien durch Messung des Zeemaneffekts sichergestellt war, gab Ritz [3]) eine Formel für die II. Nebenserie. Dann untersucht Saunders [4]) im Ultraviolett und findet ein weiteres Glied für die II. Nebenserie. Er gibt auch Formeln für die beiden Nebenserien an. In neuerer Zeit mißt Randall [5]) im Ultrarot und findet hier das Grundglied für die I. Nebenserie. Lyman [6]) findet im Schumannschen Gebiet ein weiteres Paar zur I. Nebenserie. Die von Saunders aufgestellten Formeln enthalten 3 Konstanten, die aus sämtlichen drei ihm bekannten Linien berechnet sind. Für die Grundglieder, die Saunders teils noch nicht kennt, teils nicht zur Serie rechnet (und auch für das weitere Paar der I. Nebenserie), stimmen seine Formeln keineswegs. Ich berechne diese Serien mit denselben Formeln wie bei *Ca*. Auch hier zeigt es sich, daß die Grenze bedeutend größer ist als nach der Ritz-Formel zu erwarten ist. Man findet für die Grenze:

$$2\,\mathfrak{P}_1 = 64\,154.0 \quad 2\,\mathfrak{P}_2 = 64\,954.0.$$

Damit werden die Terme der beiden Serien:

1) Einmal beobachtet aber zweimal verglichen.
2) Exner u. Haschek messen 6322.03 (aus Kayser, Spektroskopie, Bd. 6, p. 540).
3) Ritz, Phys. Zeitschr. 9, p. 521 ff. 1908.
4) Saunders, loc. cit. p. 162 ff.
5) Randall, Ann. d. Phys. 33, p. 739. 1910.
6) Lyman, Astroph. Journal 35, p. 352. 1912.

I. Nebenserie.

m :	3	4	5	6	7
λ :	10 038.3	3 475.01	2 324.60		
$2\,\mathfrak{P}_1$—m$\mathfrak{D}'$:	9 959.2	28 768.8	43 005.2		
m$\mathfrak{D}'$:	74 113.2	35 385.2	21 148.8		
λ :	10 328.3	3 464.58	2 322.47	1 995.7	1 847.0
$2\,\mathfrak{P}_1$—m$\mathfrak{D}$:	9 679.5	28 855.4	43 044.6	50 092	54 142
m$\mathfrak{D}$:	73 833.5	35 298.6	21 109.4	14 062	10 012
λ :	10 915.0	3 380.89	2 282.14	1 965.2	1 820.0
$2\,\mathfrak{P}_2$—m$\mathfrak{D}'$:	9 159.2	29 569.7	43 805.2	50 869	54 945
m$\mathfrak{D}'$:	74 113.2	35 384.3	21 148.8	14 085	10 009

Die Konstanten der Formel: $m\mathfrak{D}' = \frac{\mathfrak{D}'}{[m + \mathfrak{d}']^2}$ sind

$$\mathfrak{D}' = 410\,836{,}0 \quad \mathfrak{d}' = -0{,}59254.$$

Damit werden die Differenzen λ berechnet — λ beobachtet für

m =	3	4	5	6	7
Δλ =	+ 5945	± 0,00	+ 0,00	—1,30	—0,06

Die große Abweichung für m = 3 kann bei der Einfachheit der Formel nicht wundernehmen.

II. Nebenserie.

m :	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5 (berechn.)
λ :	4 077.88	4 305.60	2 471.71	2 053.3	[1875.6]
$2\,\mathfrak{P}_1$—m$\mathfrak{S}$:	24 515.7	23 219.2	40 445.9	48 687	[55 300]
m$\mathfrak{S}$:	88 669.7	40 934.8	23 708.1	15 467	[10 854]
λ :	4 215.66	4 161.95	24 223.67	2020.5	[1848.4]
$2\,\mathfrak{P}_2$—m$\mathfrak{S}$:	23 715.7	24 020.6	41 247.4	49 477	[54 100]
m$\mathfrak{S}$:	88 669.7	40 933.4	23 706.6	15 477	[10 854]

Die Konstanten der Formel: $m\mathfrak{S} = \frac{\mathfrak{S}}{[m + \mathfrak{s}]^2}$ sind $\mathfrak{S} = 415\,157{,}0$

$\mathfrak{s} = +0{,}684\ 636.$

Mit diesen Konstanten werden die Differenzen λ ber. — λ beob. für:

m =	1,5	2,5	3,5	4,5
Δλ =	+ 300,55	± 0,00	± 0,00	—0,93

Serie enger Dublets.

Saunders vermutet in einem engeren ultravioletten Paar den Anfang einer Serie enger Paare. Diese Annahme wird bestätigt durch zwei weitere Paare die Lyman findet. Diese Paare bilden in Analogie mit *Ca* die „Bergmann"-Serie.

Die Terme dieser Serie sind:

Grenze: $3\,\mathfrak{D} = 73\,833.5$ $3\,\mathfrak{D}' = 74\,113.2$.

m :	4	5	6
λ :	2 166.11	1 778.8	1 620.7
$3\,\mathfrak{D} - m\,\Delta\mathfrak{P}$:	46 151.6	56 217	61 702
$m\,\Delta\mathfrak{P}$:	27 681.9	17 616	12 131
λ :	2 152.82	1 769.8	1 613.3
$3\,\mathfrak{D}' - m\,\Delta\mathfrak{P}$:	46 436.4	56 503	61 985
$m\,\Delta\mathfrak{P}$:	27 676.8	17 610	12 128

Die Konstanten sind $\Delta = 430\,554{,}4$ $\delta = -0{,}056\,189$. Die Fehler λ berechnet — λ beobachtet sind damit für

m =	4	5	6
Δλ =	±0,00	±0,00	+1,4

Serien einfacher Linien.

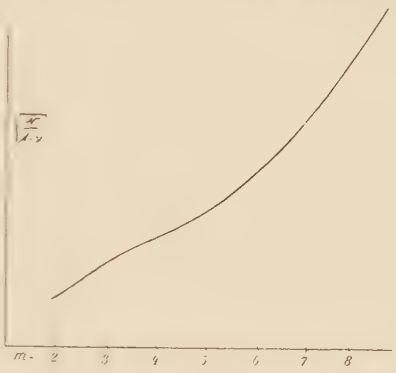
Bei den von Saunders gefundenen Serien einfacher Linien gilt das gleiche wie bei Calcium. Die Linie λ = 4607 ist die Grundlinie der von Saunders mit „*SL* 1" bezeichneten Serie. Die Serie selbst ist die Hauptserie der einfachen Linien. Die Grenze der Serie berechnet sich aus $m = 10$ und 11 $1{,}5\,S = 45\,924.31$.

Berechnet man die Konstanten der Formel $mP = \frac{N}{[m + \alpha + \beta\sqrt{mP}]^2}$ aus $m = 3$ und 5 und extrapoliert auf $m = 2$, so berechnet sich für $m = 2$ λ = 3850, also λ ber. — λ beob. = —757 *AE*.

Die Form $mP = \frac{N}{\left[m + a + \frac{b}{\sqrt{m}}\right]^2}$ stimmt noch etwas besser. Man berechnet damit für $m = 2$ λ = 4290, also λ ber. — λ beob. = —317 *AE*.

Für die höheren Glieder der Serie stimmen diese Formeln nicht, da diese Serie (und die analoge von *Ca*) ganz anders verläuft als die

bisher bekannten Serien. Trägt man nämlich die Werte $\sqrt{\frac{N}{A-\nu}}$ als Ordinaten, die zugehörigen Werte von m als Abszissen auf, so stellt die Verbindungskurve eine Kurve dar, die zwei Wendepunkte besitzt, während nach der Theorie von Rydberg und Ritz diese Kurve annähernd ein Hyperbelast sein sollte. Dies ist auch der Grund, warum selbst eine Formel mit 4 Konstanten noch keinen Anschluß an das Grundglied gewährt.



(Fig. 3.)

Die Terme der Hauptserie einfacher Linien sind:

m :	2	3	4	5	6
λ :	4 607.52	2 931.98	2 569.60	2 428.16	2 354.40
$1{,}5\,S—mP$:	21 697.66	34 096.87	38 905.2	41 171.2	42 460.8
mP :	24 226.65	11 827.44	7 019.1	4 753.1	3 463.5
m :	7	8	9	10	11
λ :	2 307.5	2 275.5	2 253.5	2 237.4	2 226.0
$1{,}5\,S—mP$:	43 323.8	43 933.0	44 362.0	44 681.1	44 909.9
mP :	2 600.5	1 991.3	1 562.3	1 243.2	1 014.4

Von den nunmehr zu erwartenden Nebenserien sind im sichtbaren Gebiet Andeutungen vorhanden.

An Kombinationen ist vorhanden:

$1{,}5\,S—2\,p_2$ $\lambda = 6892.81$ berechnet
$\lambda = 6892.86$ beobachtet.

Barium.

Tripletserien.

Die von Kayser und Runge vergebens gesuchten Tripletnebenserien findet Saunders[1]. Ritz[2] gibt dann eine Formel für die erste Nebenserie an. Nach der Numerierung von Ritz wäre

1) Saunders, Astroph. Journal 28, p. 223 ff. 1908.
2) Ritz, Astroph. Journal 29, p. 243. 1909.

$m = 2$ das Grundglied dieser Serie. Man berechnet mit den Konstanten von Ritz für $m = 2$, $2\,d = 29\,419$. Ich nehme die Numerierung um eine Einheit höher und berechne die Serie mit der Formel

$$2\,p_1 — md;\ md = \frac{N}{[m + d + \delta\,(md)]^2}$$

$d = -0{,}71\,251$, $\delta = -1{,}38\,941.10^{-5}$, die Grenze $2\,p_1$ berechnet sich zu $2\,p_1 = 28\,482{,}0$.

Mit diesen Konstanten berechnet man

für $m =$	3	4	5	6	7	8
md :	32 491.6	11 179.4	6214.0	4006.8	2809.1	2081.7
md beob. :	[32 405.3]	11 179.4	6214.0	4008.4	2816.5	2083.2
λ ber. — λ beob.:		$\pm$0,00	$\pm$0,00	—0,30	—1,12	—0,22

Der Term $3\,d$ beob. $= 32\,405.3$ ist entnommen aus der Serie der engen Triplets, die ja als Grenze die Terme $3\,d'$ haben. Da diese Serie nunmehr bekannt ist, so läßt sich rückwärts das Grundglied der ersten Tripletnebenserie angeben. Das „Rydberg"-Schema für das Grundglied wäre somit:

	Gruppe 1		Gruppe 2		Linie 3
λ :	22 313.1		27 751.5		29 730.9
ν :	4 480.5	$\Delta_1 = 878.0$	3 602.5	$\Delta_2 = 370.6$	3 231.9
$3\,d''$:	32 962.5		32 962.8		32 962.8
λ :	23 254.8		29 223.4		
ν :	4 299.04	$\Delta_1 = 878.04$	3 421.00		
$3\,d'$:	32 781.04		32 781.3		
λ :	25 483.3				
ν :	3 923.14				
$3\,d$:	32 405.14				

Beobachtet sind von Randall nur die beiden Linien $2\,p_1 — 3\,d'$ und $2\,p_2 — 3\,d'$, $\lambda = 23\,254{,}8$ bzw. $29\,223.4$.

Nach Analogie mit *Ca* und *Sr* ist anzunehmen, daß eine Serie enger Triplets vorhanden ist. Einzelne solche Triplets bemerken schon Kayser und Runge[1]). Saunders[2]) gibt dann einige andere Triplets an, die nach seiner Ansicht die Serie darstellen sollen. Die andern Tri-

1) Kayser u. Runge, Wied. Ann. 43, p. 384 ff. 1891.
2) Saunders, Astrophys. Journal 28, p. 223. 1908.

plets, die nach seinen Messungen noch vorhanden sind, erkennt er merkwürdigerweise nicht.

Ich berechne die Serie nach der Formel:

$$3\,d^{\,i}\text{—}m\,\Delta p;\; m\,\Delta p = \frac{N}{\left[m + a + \frac{b}{m^2}\right]^2},\; m = 4,\,5\,\ldots\,.$$

$$a = -0{,}108\,202,\; b = -0{,}61\,661.$$

Die Serie selbst ist dargestellt durch folgende Linien:

m :	4	5	6	7
(stärkste Linie) λ :	3 995.92	3 599.60	3 420.5	3 323.1
$3\,d\text{—}m\,\Delta p$:	25 018.6	27 773.1	29 227.4	30 084.2
$m\,\Delta p$:	7 386.7	4 632.2	3 177.9	2 321.1
$\Delta\lambda$ (ber. — beob.):	±0,00	—0,31	±0,00	—0,38
m :	8	9	10	11
λ :	3 262.6	3 223.11	3 195.6	3 174
$3\,d\text{—}m\,\Delta p$:	30 642.1	31 017.3	31 284.5	31 497
$m\,\Delta p$:	1 763.2	1 388.0	1 120.8	908.3
$\Delta\lambda$ (ber. - beob.) :	+0,2	+0,14	?	—1,6

Einen noch besseren Anschluß erreicht man mit der Formel:

$$m\,\Delta p = \frac{N}{\left[m + a + \frac{b}{m}\right]^2},\; a = -0{,}08\,251$$

$$b = -0{,}25\,692.$$

Damit werden die Differenzen λ berechnet — λ beobachtet:

für m =	4	5	6	7	8	9	10	11
$\Delta\lambda$ =	±0,00	—0,05	±0,00	—0,5	+0,14	—0,05	?	—1,5

Das Schema der vollständigen Triplets lautet:

	λ			3 838.09		3 910.04
	ν			25 386.00	182.12	25 568.12
4 [1]	λ	3 995.92	381.73	3 935.87		
	ν	25 018.57		25 400.30		
	λ	3 993.60				
	ν	25 033.16				
5	λ	3 599.60		3 552.5		3 529.6
	ν	27 773.1	368.2	28 141.3	182.66	28 323.96
6	λ	3 420.48		3 377.19		3 357.00
	ν	29 227.4	374.7	29 602.1	178.0	29 780.1

1) Nach Saunders Angaben.

7	λ	3 323.06		3 281.96		3 262.57 [1])
	ν	30 084.2	376.3	30 461.0	181.1	30 642.1
8	λ	3 262.57 [2])		3 223.11 [2])		3 204.09
	ν	30 642.1	375.2	31 017.27	184.0	31 201.34
9	λ	3 223.11 [2])		3 184.45		3 165
	ν	31 017.27	376.9	31 394.21	192.4	31 586.6
10 [3])	λ	3 195.57		3 157.63		3 139.6
	ν	31 284.5	375.9	31 660.4	181.5	31 841.9
11	λ	3 174		3 136.6 [4])		3 119.48
	ν	31 497.0	375	31 872	175	32 017.5

Dubletserien.

Nachdem Ritz [5]) die Anfänge der Dubletserien gefunden hatte, mißt Saunders [6]) das Bogenspektrum im Ultraviolett und findet weitere Paare der beiden Nebenserien. Dabei findet Saunders, daß sich die Linien nicht mit den von Ritz gegebenen Formeln berechnen lassen. Ich habe mich vergebens bemüht, eine Formel mit 4 Konstanten und der „universellen" Konstante von Ritz ($N = 109\,675{,}0$) zu finden, die die Serien innerhalb der Beobachtungsfehler darstellt und auch für das Grundglied noch einigermaßen brauchbar ist. Nur bei Aenderung der Ritzschen Konstanten N läßt sich eine solche Formel finden. Saunders gibt eine solche Formel für die beiden Nebenserien, die aber diese Serien nicht an derselben Stelle endigen lassen. Für die Grundglieder der Serien, d. h. für das von Randall gefundene ultrarote Paar der I. Nebenserie und das Grundglied der II. Nebenserie, das ja zugleich Grundglied der Hauptserie ist, stimmen die Formeln allerdings nicht, doch ist der Anschluß an die beobachteten Werte ein besserer als bei *Ca* und *Sr*.

Die Terme der Serien sind nun:

1) Einmal beobachtet aber zweimal verglichen.
2) Einmal beobachtet aber zweimal verglichen.
3) $m = 10$ ist nicht beobachtet.
4) Diese Linie ist nicht beobachtet.
5) Ritz, Phys. Zeitschr. 9, p. 521 ff. 1908.
6) Saunders, Astrophys. Journal 32, p. 164. 1910.

I. Nebenserie.

$2\,\mathfrak{P}_1 = 58\,220{,}0$ $\quad 2\,\mathfrak{P}_2 = 59\,911{,}0$ (nach Saunders)

m :	3 [1]	4	5	6	7
λ :	10 035.6 [2]	4 166.24	2 641.51	2 235.5	
$2\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{D}'$:	9 961.8	23 995.8	37 845.9	44 719.1	
$m\mathfrak{D}'$:	68 181.8	34 224.2	20 374.1	13 500.9	
λ :	10 652.4 [1]	4 130.88	2 634.91	2 232.8	2 055.0
$2\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{D}$:	9 385.1	24 201.2	37 940.8	44 773.4	48 646.7
$m\mathfrak{D}$:	67 605.1	34 018.8	20 279.2	13 446.6	9 573.3
λ :	12 084.8 [1]	3 891.97	2 528.52	2 154.02	1 987.8
$2\,\mathfrak{P}_2 - m\mathfrak{D}'$:	8 272.7	25 686.8	39 541.3	46 410.6	50 290.9
$m\mathfrak{D}'$:	68 183.7	34 224.2	20 369.7	13 500.4	9 620.1

Die Serie wird berechnet mit der Formel:

$$m\mathfrak{D}' = \frac{\mathfrak{D}'}{(m + \mathfrak{d}')^2}.$$ Dabei sind:

$\mathfrak{D}' = 390\,431$, $\mathfrak{d}' = -0{,}62\,242$. Damit berechnet man für

$m =$	3	4	5	6	7
(ber.) $m\mathfrak{D}'$:	69 067.6	34 224.2	20 374.0	13 500.8	9599.1
$\Delta\lambda$ (ber. — beob.) :	−822,2	+0,00	+0,00	+0,00	−0,83

II. Nebenserie.

m :	1,5 [1]	2,5	3,5	4,5	5,5
λ :	4 554.21	4 900.13	2 771.51	2 286.2	2 082.8
$2\,\mathfrak{P}_1 - m\mathfrak{S}$:	21 951.67	20 402.0	36 071.0	43 727.3	47 997.3
$m\mathfrak{S}$:	80 171.6	37 818.0	22 149.0	14 492.7	10 222.7
λ :	4 934.24	4 525.19	2 647.40	2 201.07	
$2\,\mathfrak{P}_2 - m\mathfrak{S}$:	20 261.0	22 092.41	37 763.0	45 418.6	
$m\mathfrak{S}$:	80 172.0	37 818.6	22 148.0	14 492.4	

Die Konstanten der Formel $m\mathfrak{S} = \frac{\mathfrak{S}}{[m + \mathfrak{s}]^2}$ sind $\mathfrak{S} = 397\,795.0$,

$\mathfrak{s} = +0{,}74\,325$.

Damit berechnet man für

1) Saunders Numerierung ist in der I. Nebenserie um 1 kleiner, in der II. Nebenserie um 0,5 größer angenommen.

2) Randall gibt zuerst für $m = 3$ γ 8210, 8654 und 9527,5. Nach einer brieflichen Mitteilung an Herrn Prof. Paschen ist dies falsch und sind obige Linien zu nehmen.

m =	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5
mS (ber.) :	79 051.0	37 818.0	22 149.0	14 470	10 206
$\Delta\lambda$ (ber. — beob.) :	+245.01	+0,00	+0,00	—1,18	—0,72

Runge und Paschen[1]) finden ein Paar $\lambda = 6497$ und $\lambda = 5853$, dessen Linien denselben Zeemaneffekt zeigen wie die Linien der I. Nebenserie, aber in umgekehrter Reihenfolge. Sie vermuten daher in diesen Linien Grundglieder einer neuen, der ersten Nebenserie zugeordneten Hauptserie. Wenn dies richtig wäre, müßten im Ultraviolett weitere engere Paare zu finden sein. Das starke Paar $\lambda = 2335$ und $\lambda = 2304$ kann, obwohl die Rechnung es als möglich erscheinen läßt, nicht zu dieser Serie gerechnet werden. Dieses Paar gehört vielmehr zusammen mit 2 anderen starken Paaren, die Lyman findet, zu einer Serie enger Paare. Die Paare haben eine Schwingungsdifferenz von 576. Diese Schwingungsdifferenz ist die für die „Bergmannserie" charakteristische, nämlich $= 3\,\mathfrak{D}' - 3\,\mathfrak{D} = 576{,}7$. Man wird also die von Lyman im äußersten Ultraviolett gefundenen Paare mit dieser Schwingungsdifferenz für Glieder der „Bergmannserie" halten. Diese Serie läßt sich aber durch so einfache Formeln wie die analogen Serien von *Ca* und *Sr* nicht berechnen. Aus allen 3 beobachteten Gliedern berechnet man die Grenze zu 70 575, während nach Randall beobachtet ist $3\,\mathfrak{D} = 67\,605.1$.

Die Serie selbst ist gegeben durch folgende Linien:

m :	4	5	6	
λ :	2335.33	1869.2	1694.3	
$3\,\mathfrak{D} - m\Delta\,\mathfrak{P}$:	42 807.7	53 499	59 021	
$m\Delta\,\mathfrak{P}$:	27 767.3	17 076	11 554	dies ist der nach der Berechnung wahrscheinliche Wert
λ :	2 304.32	1 849.5	1 677.9	
$3\,\mathfrak{D}' - m\Delta\,\mathfrak{P}$:	43 383.7	54 068	59 598	
$m\Delta\,\mathfrak{P}$:	27 767.3	17 083	11 553	

Damit wäre anzunehmen:

$3\,\mathfrak{D} = 70\,575.0 \quad 3\,\mathfrak{D}' = 71\,151. \quad \Delta = 366\,547, \quad \delta = -0{,}36\,651.$

Aus dem beobachteten Wert $3\,\mathfrak{D}' = 67\,605.1$ berechnet man für die stärkste Linie:

m =	4	5	6
$(m\Delta'\,\mathfrak{P}')$:	(24 797.4)	(14 106.1)	(8584.1).

1) Runge u. Paschen, Berl. Ber. 1902, p. 720 ff. Astrophys. Journal 16, p. 123 ff. 1902.

Die Konstanten sind: $\Delta' = 233\,520$, $\delta' = -0{,}93127$, damit wird die Differenz $\Delta\lambda$ (λ berechnet — λ beobachtet) für $m = 6$: $+14{,}6$ *AE.* Woher diese große Unregelmäßigkeit und Abweichung kommt, kann, solange nur so wenige Glieder bekannt sind, nicht mit Sicherheit angegeben werden.

Serien einfacher Linien.

Serien einfacher Linien sind bisher noch nicht gefunden worden. Am leichtesten ist die Hauptserie der einfachen Linien zu finden. Sie muß beginnen mit $\lambda = 5535.69$ [1]). Die nächste Linie ist $\lambda = 3501$. Diese beiden Linien haben denselben (normalen) Zeemaneffekt und zeigen auch sonst dasselbe Verhalten. Die nächste Linie ist wahrscheinlich gegeben durch $\lambda = 3071.7$, die im Luftbogen dasselbe Aussehen zeigt wie 5535 und 3501. Weitere Linien habe ich mit Sicherheit nicht finden können, da ich keine Aufnahme von diesem Gebiet besitze, und die Rechnung bei dem abnormalen Verlauf der Serie auch zu nichts führt.

Zum Schlusse möchte ich noch eine Zusammenstellung sämtlicher Terme der Dubletserien der Erdalkalien geben.

1) Im Spektrum der Anodenstrahlen findet Reichenheim (Ann. d. Phys. 33, p. 552, 1910) als isolierte Linien $\lambda = 4226$ von *Ca*, $\lambda = 4608$ von *Sr*, bei *Ba*, aber $\lambda = 6142$ und nicht 5535. $\lambda = 6142$ zeigt aber im Bogen nicht dasselbe Verhalten wie *Ca* 4226, *Sr* 4608 und *Ba* 5535. Auch der Zeemaneffekt ist ein anderer. Diese Linie kann also nicht Hauptserienlinie sein. Sie gehört wahrscheinlich zum System der Dublets.

Cadmium	$m\mathbb{S}$	155 177.5	72 180.1				m = 1,5, 2,5 (nach Paschen 0,5 u.
Magnesium	$m\mathbb{S}$	120 652.9	50 849.9	27 868.0	[17 562]		m = 1,5 . . . . . 1,5)
Cadmium	$m\mathfrak{P}_2$	111 044.0					m = 2 (nach Paschen m = 1)
	$m\mathfrak{P}_1$	108 559.9					m = 2 (nach Paschen m = 1)
Magnesium	$m\mathbb{D}$		49 164.3	27 349	[17 387]		m = 3 . . . . .
Calcium	$m\mathbb{S}$	95 530.6	43 365.5	24 858.6	16 104	11 253	m = 1,5 . . . . .
Strontium	$m\mathbb{S}$	88 669.7	40 934.1	23 708	15 467	[10 854]	m = 1,5 . . . . .
Calcium	$m\mathbb{D}'$	81 880.9	38 693.2	22 814.2	15 024	10 607	m = 3 . . . .
Calcium	$m\mathbb{D}$	81 820.0	38 674.0	22 805.8	15 021	(10 611)	m = 3 . . . .
Barium	$m\mathbb{S}$	80 171.6	37 818.0	22 149.0	14 492	10 222.7	m = 1,5 . . . .
Strontium	$m\mathbb{D}'$	74 113.2	35 384.3	21 148.8	14 085	10 009	m = 3
Magnesium	$m\mathfrak{P}_2$	74 051.5					m = 2
Magnesium	$m\mathfrak{P}_1$	73 960.0					m = 2
Strontium	$m\mathbb{D}$	73 833.5	35 298.6	21 109.4	14 062	(10 012)	m = 3 . . . . .
Barium	$m\mathbb{D}'$	70 404	34 224.2	20 369.7	13 500.4	96 20.1	m = 3 . . . .
Calcium	$m\mathfrak{P}_2$	70 339.9					m = 2
Calcium	$m\mathfrak{P}_1$	70 117.0					m = 2
Barium	$m\mathbb{D}$	69 771.7	34 018.8	20 279.2	13 446	9 573	m = 3 . . . . .
Strontium	$m\mathfrak{P}_2$	64 954.0					m = 2
Strontium	$m\mathfrak{P}_1$	64 154.0					m = 2
Barium	$m\mathfrak{P}_2$	59 911.0					m = 2
Barium	$m\mathfrak{P}_1$	58 220.0					m = 2

Hiezu treten noch der Terme der Bergmannserien:

[Barium	$m_\Delta\mathfrak{P}$	27 764.3	17 073	11 551]	berechnete Werte	
Strontium	$m_\Delta\mathfrak{P}$	27 679.4	17 613	12 130		m = 4 . . . . .
Calcium	$m_\Delta\mathfrak{P}$	27 479.0	17 516	12 100	8 860	
Barium	$m\Delta\mathfrak{P}$	24 797.4	14 106.1	8 584.1	beobachtete Werte.	

Die vorstehende Arbeit ist im Physikalischen Institut der Universität Tübingen gemacht worden auf Anregung von Herrn Prof. Dr. F. Paschen, dem ich für vielfache Unterstützung mit Rat und Tat sowie für das freundliche Interesse, das er der Arbeit stets entgegenbrachte, zu herzlichem Dank verpflichtet bin.